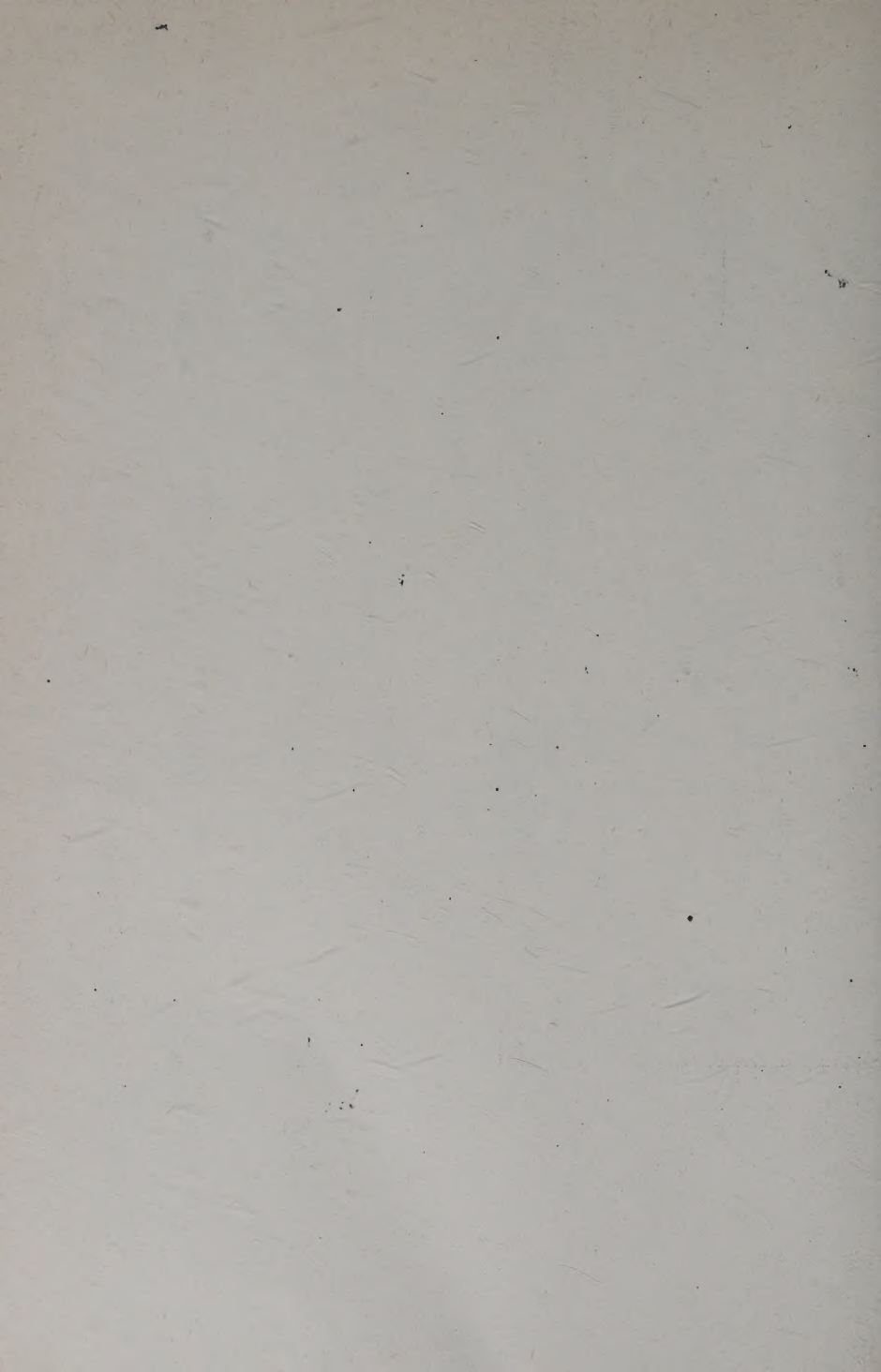


ELEKTRON-DEUTERON-STREUEXPERIMENTE
ZUR UNTERSUCHUNG
DER NUKLEONSTRUKTUR UND DER
NUKLEON-NUKLEON-WECHSELWIRKUNG

Dissertation
Georg Gerold Simon

1970

KPH 12/78
April 1978



ELEKTRON-DEUTERON-STREUEXPERIMENTE ZUR UNTERSUCHUNG
DER NUKLEONSTRUKTUR UND DER NUKLEON-NUKLEON-WECHSELWIRKUNG

D I S S E R T A T I O N
ZUR ERLANGUNG DES GRADES

" D O K T O R D E R N A T U R W I S S E N S C H A F T "

AM FACHBEREICH PHYSIK
DER JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT IN MAINZ



VON
GEORG GEROLD SIMON
GEB. IN SÖRGENLOCH

MAINZ 1977



Dekan :

Prof.Dr.G.U.Schubert

1. Berichterstatter:

Prof.Dr.V.H.Walther

2. Berichterstatter:

Prof.Dr.B.Ziegler

Tag der mündl. Prüfung :

1. März 1978

Inhaltsverzeichnis	Seite
EINLEITUNG	1
I. THEORETISCHE UND METHODISCHE OBERLEGUNGEN	
I.1.1 Untersuchungen der Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon	2
I.1.2 Elektron-Proton-Streuung	5
I.1.3 Elektron-Deuteron-Streuung	7
I.2.1 Untersuchung von Beiträgen der Meson-Austauschströme in der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung	9
I.2.2 Elektrodintegration des Deuterons	10
II. EXPERIMENTELLER AUFBAU	
II.1 Meßanordnung	13
II.2 Targetanordnung	14
II.3 Hochdruckgastarget	18
III. EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DES DOPPELT DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS	25
III.1 Erläuterungen zu Detailfragen	
III.1.1 Bestimmung der Targetkerne pro cm^2	25
III.1.2 Bestimmung von $A\Delta\Omega$	27
III.1.3 Bestimmung von N_e	27
III.1.4 Auswertung der Spektren	27
III.1.5 Berücksichtigung des Untergrundes	30
III.2 Korrekturen	30
III.3 Normierung des experimentellen Wirkungsquerschnittes	33
III.4 Fehlerbetrachtung	35
IV. ERGEBNISSE AUS DEN STREUEXPERIMENTEN ZUR ELASTISCHEN ELEKTRON-DEUTERON- UND ELEKTRON-PROTON-STREUUNG	37
IV.1 Zusammenfassung der Daten	38
IV.1.1 Untersuchung der Nukleon-Nukleon-Potentiale bei der elektrischen Streuung	45
IV.1.2 Untersuchung der Nukleon-Nukleon-Potentiale bei der magnetischen Streuung	51

IV.2	Bestimmung der Nukleonformfaktoren aus den experimentellen Daten der e-p- und e-d-Streuung	52
IV.2.1	Bestimmung der Formfaktoren für diskrete Viererimpulsübertrag-Werte	54
IV.2.2	Bestimmung des Formfaktorverlaufs	61
IV.3	Analyse der Nukleon-Formfaktoren mit Hilfe von Dispersionsrelationen	63
IV.4	Bestimmung der mittleren quadratischen Radien	76
V.	INELASTISCHE ELEKTRON-DEUTERON-STREUUNG	82
VI.	ZUSAMMENFASSUNG	107

ANHANG

A 1 :	FORMELN UND DEFINITION ZUR THEORETISCHEN BESCHREIBUNG DER E-P- UND E-D-STREUUNG	A 1
1.1	Kinematik der Streuprozesse	A 1
1.2	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen e-p-Streuung	A 3
1.3	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen e-d-Streuung	A 5
1.4	Inelastische e-d-Streuung	A 6
A 2 :	BESTIMMUNG DER STREUENERGIE E_1	A 9
A 3 :	BESTIMMUNG DES UNTERGRUNDES	A 11
3.1	Untergrundbestimmung für Messungen mit dem 180° -Spektrometer	A 11
3.2	Untergrundbestimmung bei Messungen mit dem Festwinkelspektrometer	A 14
A 4 :	STRAHLUNGSKORREKTUREN	A 14
4.1	Elastische Streuung	A 14
4.2	Inelastische Streuung	A 17
A 5 :	BESCHREIBUNG DER FORMFAKTOREN MITTELS DISPERSIONSRELATIONEN	A 21

LITERATURVERZEICHNIS

Einleitung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Experiment zur elastischen und inelastischen Elektron-Deuteron-Streuung behandelt. Die Messungen wurden mit der Elektronen-Streuanordnung des Instituts für Kernphysik in Mainz durchgeführt. Dazu wurde ein H_2 - bzw. D_2 -Flüssigkeitstarget verwendet, das im Vergleich zu anderen Targets eine hohe Massenbelegung besitzt. Jedoch verursachen Aufheizungseffekte zusätzliche Unsicherheiten bei der Bestimmung der Dichte und damit auch bei der Massenbelegung, so daß sich der Normierungsfehler bei der Angabe absoluter Wirkungsquerschnitte erhöht. Daher wurde ein System für Messungen an Hochdruckgastargets erstellt, wodurch erreicht wurde, daß die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Massenbelegung nur noch einen geringen Beitrag zum Gesamt-Normierungsfehler liefern.

Die Auswertung geschah unter zwei Gesichtspunkten:

Zuerst wurde die Frage untersucht, auf welche Weise das virtuelle Photon an das Nukleon koppelt.

Lyman, Hanson und Scott zeigten schon 1951, daß die Atomkerne nicht punktförmig sind, was 1955 Hofstadter auch für das Nukleon bestätigen konnte. - Die elektromagnetische Struktur beschreibt man heute durch den Austausch virtueller Mesonen. Innerhalb der Meßgenauigkeit der seitherigen Experimente reichte es aus, die Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon nur über resonante Pion-Zustände (Vektormesonen ρ , ρ' , ω , ϕ etc.) zu betrachten. Doch dabei bleibt die Frage offen, wie weit nicht-resonante Pion-Zustände bei Energien unterhalb des leichtesten Vektormesons zur Kopplung beitragen.

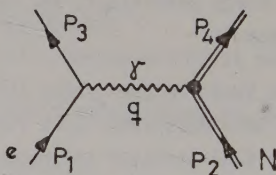
Da nicht-resonante Beiträge speziell zum isovektoriellen Formfaktor neue Aufschlüsse über die Pion-Nukleon-Streuamplitude liefern können, wurde mit diesem Experiment versucht, durch Messungen mit hoher Genauigkeit bei kleinem Viererimpulsübertrag darauf eine Antwort zu finden. Um die Trennung der Formfaktoren entsprechend dem Isospin zu erreichen, wurden Relativmessungen der elastischen Elektron-Deuteron- zur Elektron-Proton-Streuung durchgeführt.

Der zweite Teil der Auswertung bezog sich darauf, die in letzter Zeit diskutierten Wechsel-Wirkungseffekte zwischen den Nukleonen zu untersuchen. Theoretische Berechnungen geben an, daß ein direkter Nachweis von Meson-Austauschströmen im transversalen Formfaktor der inelastischen Elektron-Deuteron-Streuung möglich ist. Zum experimentellen Nachweis wurden Messungen bei verschiedenen Streuwinkeln und Streuenergien durchgeführt, um eine Trennung des longitudinalen und transversalen Anteils des Wirkungsquerschnittes zu erreichen.

I. Theoretische und methodische Überlegungen

I. 1.1 Untersuchung der Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon

Den Austausch eines virtuellen Photons zwischen Elektron und Nukleon kann man in dem einfachen elektromagnetischen Prozeß der elastischen Streuung untersuchen.



Feynman-Diagramm des Einphoton-Austausches

Die wichtigste kinematische Größe dieses Prozesses ist der Viererimpuls-Übertrag q des Elektrons auf das Nukleon. Sie berechnet sich aus der Differenz des Viererimpulses p_1 des einlaufenden und p_3 des gestreuten Elektrons.

$$q^2 = -t = (\vec{p}_1 - \vec{p}_3)^2 - (E_1 - E_3)^2 = 4E_1 E_3 \sin^2 \theta/2$$

Man unterscheidet zwei Bereiche :

raumartiger Bereich $\hat{=} t \leq 0$ und zeitartiger Bereich $\hat{=} t > 0$

Da für diesen Prozeß t stets ≤ 0 ist, bezeichnet man oft den raumartigen als physikalischen Bereich.

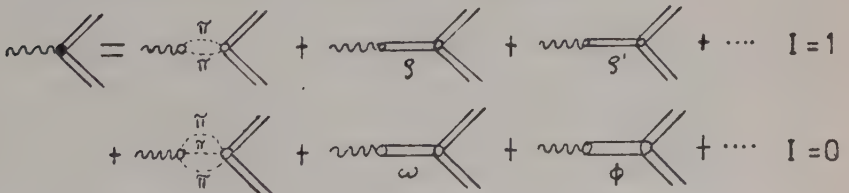
Der Kreis im Nukleonvertex steht für die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem Nukleon und deutet die Nukleonstruktur an.

Aus diesem Elektron-Nukleon-Streuexperiment kann man die elektromagnetische Struktur der Nukleonen durch die t -Abhängigkeit der Dirac-Pauli- $F_1(t)$ und $F_2(t)$ bzw. Sachsformfaktoren $G_E(t)$ und $G_M(t)$ für das Proton und Neutron beschreiben.

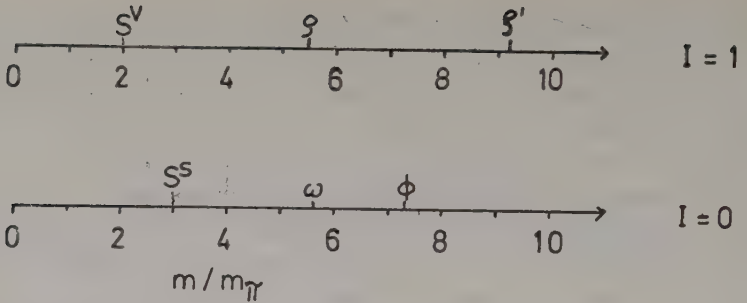
In einem speziellen Bezugssystem, in dem der Energieübertrag gleich null ist (Breitsystem), geben die Fourier-transformierten Formfaktoren die Ladungsdichte und die Dichte des magnetischen Momentes an. Bei kleinem q^2 , wobei der Energieübertrag zu vernachlässigen ist $(E_1 - E_3)^2 \ll \vec{q}^2$, kann man aus den Formfaktoren $G_E(q^2)$ und $G_M(q^2)$, die nur von q^2 abhängig sind, den mittleren quadratischen Radius dieser Verteilungen bestimmen. Da diese Verteilungen als radialsymmetrisch angenommen werden, berechnet sich der mittlere quadratische Radius aus der Steigung des analytischen Formfaktorverlaufs bei $q^2 = 0$

$$\langle r^2 \rangle = -6 \left(\frac{d G(q^2)}{d q^2} \right)_{q^2=0} \quad (\text{Notation: } G(q^2=0) = 1)$$

Allgemein gilt, daß die Ausdehnung der Nukleonen ein Effekt der starken Wechselwirkung ist und durch den Austausch virtueller Mesonen erklärt werden kann. Die Kopplung des virtuellen Photons erfolgt über diese Mesonen. Die möglichen Zwischenzustände, über die eine Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon erfolgt, sind durch den Drehimpuls des Photons $j = 1$ gegeben und können entsprechend ihrem Isospin in einen isoskalaren und einen isovektoriellen Anteil separiert werden.



Art der Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon über die einzelnen Zwischenzustände



Energetische Lage der einzelnen Zwischenzustände

Für die Kopplung des elektromagnetischen Feldes an das Nukleon spielen die resonanten Pion-Zustände (ρ , ρ' , ω , ϕ etc.) eine so dominierende Rolle, daß durch sie allein eine Beschreibung früherer Daten möglich war (BarB 73, BlaZ 74, Gou 74, BorS 75). Dies zeigt, daß die nicht-resonanten Zustände nur einen geringen Beitrag liefern. Zur Untersuchung des nicht-resonanten Pion-Zustandes eignet sich der isovektorielle Formfaktor am besten, da die Schwelle ($S^V = 2 m_\pi = 278$ MeV) vom leichtesten Vektormeson ($m_\rho = 765$ MeV) energetisch deutlich getrennt ist, aber die Schwelle des isoskalaren Anteils ($S^S = 3 m_\pi = 397$ MeV) nicht deutlich diese Trennung zum leichtesten Vektormeson ($m_\omega = 784$ MeV) zeigt (siehe Skizze). Ebenfalls ist die Extrapolation des isovektoriellen Nukleonformfaktors vom raumartigen ($t \leq 0$) in den zeitartigen ($t > 0$) Bereich des Viererimpulsübertrages gut möglich, da man bis nahe der Schwelle messen kann. Die Separation des isovektoriellen Nukleonformfaktors wird durch Messungen der elastischen e-p- und e-d-Streuung erreicht :

$$\text{aus e-p-Streuung} \quad G_p(q^2) = G_S(q^2) + G_V(q^2) \quad (1.1.1)$$

$$\text{aus e-d-Streuung} \quad G_d(q^2) = G_p(q^2) + G_n(q^2) = 2G_S(q^2) \quad (1.1.2)$$

$$\text{Separation} \quad G_V(q^2) = G_p(q^2) - 1/2 G_d(q^2) \quad (1.1.3)$$

I.1.2 Elektron-Proton-Streuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der e-p-Streuung wird unter der Annahme des Ein-Photon-Austausches durch die Rosenbluth-Formel beschrieben (siehe Anhang A 1.2)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \theta) = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \theta) \right|_{NS} \left\{ \frac{G_E^2(q^2) + \tau \mu^2 G_M^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau \mu^2 G_M^2(q^2) \tan^2 \theta/2 \right\} \quad (1.2.1)$$

[Notation $G_E(q^2 = 0) = G_M(q^2 = 0) = 1$]

$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{NS}$ "no structure" differentieller Wirkungsquerschnitt von Dirac-Elektronen an einem geladenen punktförmigen Proton mit Masse M_p und Spin 0 in 1. Born'scher Näherung

E_1, θ Streuenergie bzw. Streuwinkel der Elektronen im Laborsystem

$\tau = \frac{q^2}{4M_p^2}$ reduzierter Viererimpulsübertrag q^2

μ magnetisches Moment

Um eine getrennte Untersuchung der Formfaktoren G_E und G_M durchzuführen, ist die Separation der elektrischen und magnetischen Streuung erforderlich.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega R} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega NS} = A(q^2) [G_{EP}(q^2)]^2 + B(q^2, \theta) [G_{MP}(q^2)]^2 \quad (1.2.2)$$

Wirkungsquerschnitt = elektrischer Anteil + magnetischer Anteil

$$A(q^2) = \frac{1}{1+\tau} ; \quad B(q^2) = \tau \mu^2 \left[\frac{1}{1+\tau} + 2 \tan^2 \theta/2 \right]$$

Durch Variation von θ kann man bei vorgegebenem q^2 die Formfaktoren G_E und G_M verschieden stark gewichten. Für die Trennung ist erforderlich, daß bei festem Wert von q^2 Wirkungsquerschnitte mit hohem elektrischen und hohem magnetischen Anteil vorliegen. Die Größe des Verhältnisses B/A unter ver-

schiedenen kinematischen Bedingungen ist in Abb. I.1 dargestellt.

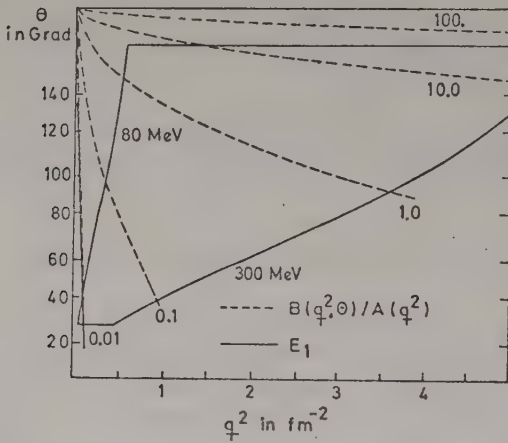


Abb. I.1: Verhältnis des magnetischen $B(q^2, \theta)$ zum elektrischen Anteil $A(q^2)$ des Wirkungsquerschnittes der e-p-Streuung unter verschiedenen kinematischen Bedingungen.

Die durchgezogene Linie gibt das Gebiet an, das durch Variation der Streuenergie und -winkel in diesem Experiment zugänglich war. Die gestrichelte Linie gibt θ und q^2 für ein konstantes Verhältnis von B/A an.

Kinematische Bezugsgrößen sind der Viererimpulsübertrag q^2 und der Streuwinkel θ . Die durchgezogenen Linien zeigen die maximalen und minimalen Werte von q^2 und θ , die in diesem Experiment erreicht werden konnten. Die gestrichelten Kurven geben den Wert für ein konstantes Verhältnis von magnetischer und elektrischer Streuung an ($B/A = \text{konst.}$). Die Werte liegen zwischen 0.01 und 100. Man erkennt, daß die elektrische Streuung einen hohen Beitrag zu kleinem q^2 und die magnetische Streuung einen hohen Beitrag zu größerem q^2 und großen Streuwinkeln liefert.

Da für die Extrapolation der Formfaktoren in den zeitartigen Bereich Messungen zu sehr kleinem Viererimpulsübertrag notwendig sind, ist die Untersuchung des elektrischen Formfaktors am günstigsten. Bei sehr kleinem q^2 kann der Anteil der magnetischen Streuung bedingt durch den kleinen Streu-

winkel nicht experimentell über Rosenbluth-Plots von der elektrischen getrennt werden. Der elektrische Formfaktor kann daher nur durch die Berechnung des magnetischen Anteils bestimmt werden. Die q^2 -Abhängigkeit des Verhältnisses G_E/G_M , die hierzu notwendig ist, wird bei grösserem q^2 gewonnen und zu kleinerem q^2 hin extrapoliert.

I.1.3 Elektron-Deuteron-Streuung

Den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen e-d-Streuung kann man analog dem Wirkungsquerschnitt der e-p-Streuung (Formel 1.2.2) formulieren (siehe Anhang A.1.3)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \theta)_R = A_E(q^2) [G_{Ed}(q^2)]^2 + A_Q(q^2) [G_{Ed}(q^2)]^2 + B(q^2, \theta) [G_{Md}(q^2)]^2 \quad (1.3.1)$$

Wirkungsquerschnitt = elektrischer Coulomb- + Quadrupol- + magnetischer Anteil

$$(\text{Notation } G_{Ed}(q^2 = 0) = G_{Md}(q^2 = 0) = 1)$$

Hier liegt neben der elektrischen Coulomb- und der magnetischen Streuung auch ein Anteil durch die Quadrupol-Streuung vor, der in Relation zur elektrischen Coulomb-Streuung in Abb. I.2 dargestellt ist. Er ist im q^2 -Bereich des Experiments stets kleiner als 10 % und kann in der Auswertung zusammen mit der Coulomb-Streuung behandelt werden.

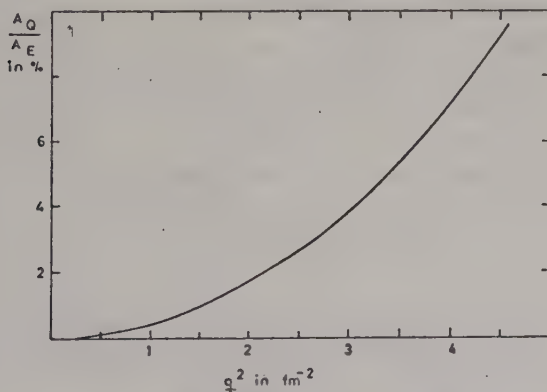


Abb. I.2: Verhältnis des Quadrupols zum Coulomb-Anteil des Wirkungsquerschnittes der elastischen e-d-Streuung in Abhängigkeit von q^2 .

In Abb. I.3 ist der Anteil der magnetischen Streuung unter verschiedenen kinematischen Bedingungen analog zur e-p-Streuung dargestellt. Man sieht, daß die magnetische Streuung, selbst bei großem Streuwinkel stets weniger als 50 % zum Wirkungsquerschnitt beiträgt. Bei kleinem Winkel ist eine Bestimmung des elektrischen Anteils vom Wirkungsquerschnitt nur durch eine Berechnung des magnetischen Anteils möglich. Er ist aber so gering, daß bei einer Subtraktion des magnetischen Anteils - selbst bei größeren Unsicherheiten in der theoretischen Berechnung - kein großer Fehler in der Bestimmung des elektrischen Anteils verursacht wird.

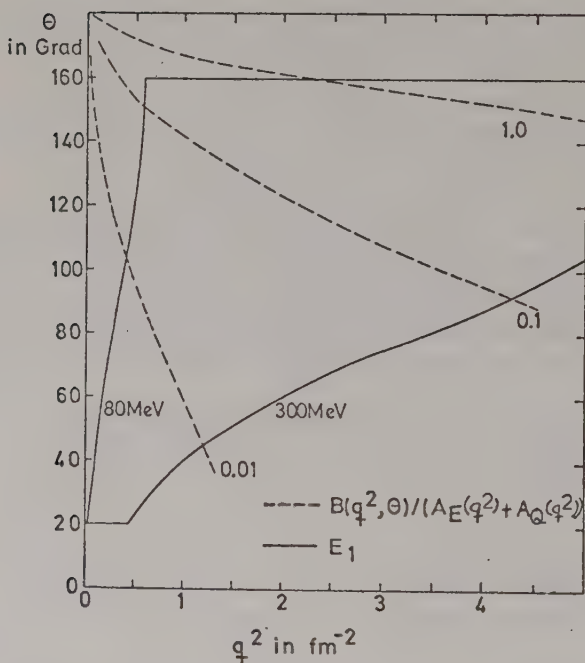


Abb. I.3: Verhältnis des magnetischen $B(q^2, \theta)$ zum elektrischen Anteil $A_E(q^2) + A_Q(q^2)$ des Wirkungsquerschnittes der e-d-Streuung analog Abb. I.1 der e-p-Streuung.

I.2.1 Untersuchung von Beiträgen der Meson-Austauschströme in der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung

In letzter Zeit wurden immer häufiger neue Wechselwirkungseffekte zwischen den Nukleonen im Kern diskutiert. Diese Effekte sind Meson-Austauschströme (MEC) und "off mass shell-Effekte" in Form von Nukleon-Isobarkonfigurationen (IC).

Mesonaustauschströme (MEC)

Für die Beschreibung der starken Wechselwirkung zwischen den Nukleonen hatte Yukawa 1935, in Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung, den Austausch massenbehafteter Quanten (Mesonen) angenommen, die 1947 erstmals als freie Teilchen experimentell entdeckt wurden. Diese Mesonen muß man als zumindest kurzzeitig vorhandene Kernbestandteile ansehen. Derartige Mesonaustauschströme erlangten eine wichtige Bedeutung in der Beschreibung der magnetischen Momente, so daß eine Erklärung der Abweichungen von den Schmidt-Linien möglich war (Vil 47, Miy 51). Weitere Hinweise für Beiträge von MEC zeigten sich beim thermischen n-p-Einfang, wo bisher eine Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment von 10 % vorlag (RisB 72, ColM 73, GarH 73).

Isobarkonfigurationen (IC)

Da das Nukleon innere Freiheitsgrade besitzt, treten starke resonante Anregungszustände (Baryonenresonanzen) auf. Sie besitzen eine große Energie-Unschärfe (stark off shell) und sind demnach sehr kurzlebig. Hieraus resultiert für die Wellenfunktion eine Anhebung der Beiträge zu hohen Impulskomponenten. Diese Beimischung zur Wellenfunktion wird als Isobarkonfiguration bezeichnet. In letzter Zeit wurden mit hochenergetischen Teilchen (Pionen, Kaonen, Photonen) durch "Spektator-Isobar-Produktion" die Wahrscheinlichkeit der Δ - Δ -Konfiguration im Deuteron bestimmt (Gol 73, EmmK 74, HorH 74, BraB 74, BenS 74) und damit die Annahmen von Baryonen-Konfigurationen im Deuteron bestätigt.

Wechselwirkungseffekte spielen in einem weiten Bereich der Kern- und Elementarteilchen-Physik eine große Rolle. Zur Untersuchung ist das Deuteron besonders geeignet, da es das einfachste zusammengesetzte Nukleon-Nukleon-

System ist und in der nicht-relativistischen Theorie gut beschrieben werden kann. Die elastische Streuung ist jedoch für diese Untersuchung ungeeignet, wie die Messungen von SLAC und deren Interpretationen gezeigt haben (ArnC 75, FabA 76).

Nach theoretischen Überlegungen sind wesentlich größere Effekte in der Elektrodintegration des Deuterons zu erwarten (HocR 73, LocF 75, MosR 74, FabA 76, RanY 73). Bisher veröffentlichte Daten (KenF 61, PetB 62, YeaH 64, GoIS 63, GroD66, RanF 67, KatB 67, RicC 68, RicD 70, KatR 68, GanG 72) enthalten keine detaillierten Aufschlüsse über diese Beiträge. Dies gilt besonders für höhere Anregungsenergien, die zur Überprüfung der theoretischen Berechnungen benötigt werden. Auch sind die MEC-Effekte teilweise verdeckt, weil sie in nicht-relativistischer Näherung nur die Strom- aber nicht die Ladungsdichte des Kernes beeinflussen (Fab 75)⁺. Bei MEC werden die dominanten Pionen wegen ihrer pseudo-skalaren Natur stets als P-Welle emittiert. Sie erzeugen ein magnetisches Moment und damit einen relativ starken M1-Beitrag. Eine eindeutige Aussage ist daher im transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts zu erwarten, bei dem der M1-Übergang den Hauptbeitrag liefert.

1.2.2 Elektrodintegration des Deuterons

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der Elektrodintegration des Deuterons setzt sich aus einem transversalen und longitudinalen Teil zusammen (Anhang A 1.4).

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = V_t f_t(E_{np}, \vec{q}^2) + V_l f_l(E_{np}, \vec{q}^2)$$

Wirkungsquerschnitt = transversaler + longitudinaler Anteil

Die Größen V_t und V_l lassen sich direkt aus der Kinematik berechnen und gewichten die Formfaktoren f_t und f_l je nach Energie und Winkel verschieden stark. Die Formfaktoren selbst sind nur von der Relativenergie E_{np} zwischen dem auslaufenden Neutron und Proton sowie von dem Quadrat des Dreier-Impulsübertrages $\vec{q}_{CM}^2$ im Schwerpunktsystem abhängig und berechnen

⁺) Dies gilt unter der Annahme der Siebert-Hypothese.

sich aus dem Quadrat der Matrixelemente der einzelnen Übergänge.

transversaler Formfaktor

$$f_t \sim \sum_L \frac{1}{2L+1} (|E^L|^2 + |M^L|^2)$$

elektrischer + magnetischer Anteil

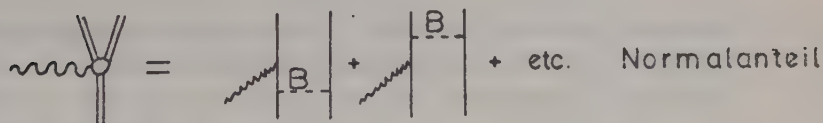
longitudinaler Formfaktor

$$f_l \sim \sum_L \frac{1}{2L+1} |C^L|^2$$

Coulomb-Anteil

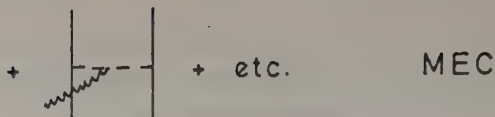
Der transversale Formfaktor setzt sich aus den elektrischen und magnetischen und der longitudinale allein aus den Coulomb-Matrixelementen zusammen, gewichtet mit dem entsprechenden Drehimpuls L .

Bei der Beschreibung der Elektrodissintegration nahm man bisher an, daß das virtuelle Photon direkt an ein Nukleon koppelt. Die Nukleonen selbst sind durch die starke Wechselwirkung gebunden, welche durch den Austausch von Mesonen (B) erzeugt werden.

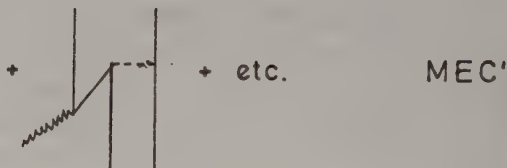


Theoretisch wird die Bindung der Nukleonen durch ein Mesonaustauschpotential beschrieben, das bei der Disintegration die "final state interaction" mit einschließt.

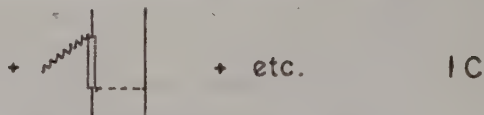
Falls MEC vorliegen, muß man Beiträge durch die Ankopplung des virtuellen Photons direkt an Mesonen berücksichtigen.



Beiträge, bei denen sich das Nukleon intermediär in einem Zustand negativer Energie befindet, werden ebenfalls zu den MEC-Beiträgen gerechnet.



Für die Berechnung der Isobarkonfigurationen nimmt man an, daß sich das Nukleon zum Zeitpunkt der Ankopplung des virtuellen Photons in einem angeregten Zustand befindet.



Die kinematischen Gebiete, in denen diese zusätzlichen Effekte große Beiträge zum transversalen Formfaktor liefern sollen, sind in Abb. I.4 dargestellt. Die kinematischen Bezugsgrößen sind die Relativenergie und der Dreierimpulsübertrag. Man erkennt, daß bei kleinen Anregungsenergien und selbst noch bei niedrigem Impulsübertrag MEC hohe Beiträge liefern. Beiträge durch IC lassen sich bei niedrigem Impulsübertrag nur bei hohen Anregungsenergien getrennt bestimmen. Im dazwischenliegenden Gebiet und im longitudinalen Formfaktor sind diese Beiträge gering. Bei der inelastischen e-d-Streuung hat man den Vorteil, daß man sich den kinematischen Bereich wählen kann, bei dem der Nachweis der MEC besonders gut möglich ist. Daher ist es notwendig, Wirkungsquerschnitte bis zu hohen Anregungsenergien zu messen, um aus deren Verlauf Aufschlüsse über die Existenz von MEC zu gewinnen. Die Separation des transversalen vom longitudinalen Formfaktor wird durch Messungen bei verschiedenen Streuwinkeln und -energien erreicht. Durch eine hohe Auflösung des Spektrums der gestreuten Elektronen ist es möglich, ganz nahe der Aufbruchschwelle den M1-Übergang, der

in diesem energetischen Bereich eine dominierende Rolle spielt, allein zu untersuchen.

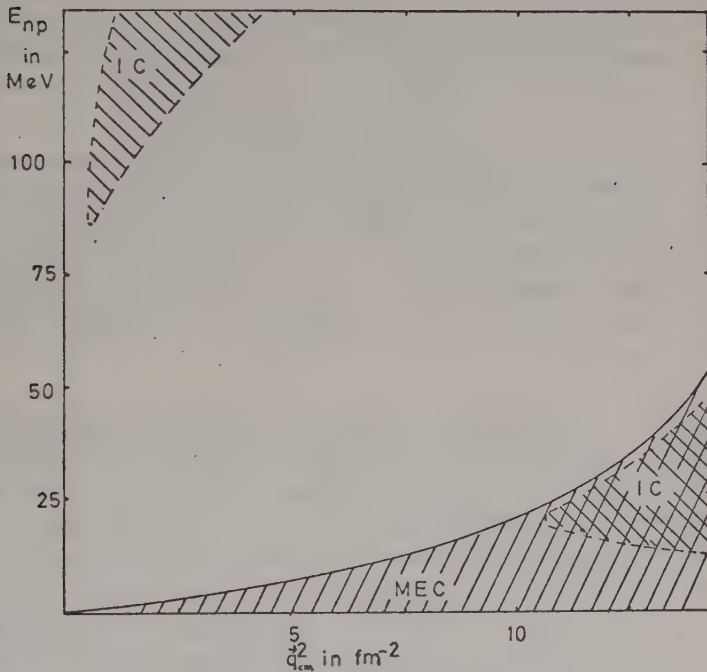


Abb. I.4: Kinematische Gebiete, in denen MEC und IC hohe Beiträge zum transversalen Formfaktor der inelastischen e-d-Messung liefern.

II. Experimenteller Aufbau

II. 1 Meßanordnung

Die Messungen zu dieser Arbeit wurden an der Elektronenstreuapparatur des 300 MeV Elektronen-Linearbeschleunigers am Institut für Kernphysik der Universität Mainz durchgeführt. Einzelheiten der Meßanordnung sind in der Übersichtsarbeit (EhrA 72) beschrieben. Im folgenden werden nur die Details erörtert, die für die Auswertung des Experimentes wichtig sind.

Abbildung II.1 zeigt den experimentellen Aufbau in der Experimentierhalle. Der impulsanalysierte Elektronenstrahl ($E_0 = 80$ bis 320 MeV, $\Delta p/p = 0.1 \%$) wird mit Quadrupolen auf das Target fokussiert. Durch die automatische Strahllage-Regelung wird eine Impulskonstanz besser als auf 0.01% und eine Strahllagestabilität von ± 0.2 mm auf dem Target erreicht (Mer 76). Für die Messungen wurden zwei Ferrit-Spulen-Monitore vor dem Target benutzt, die voneinander unabhängig und absolut geeicht sind.

Die am Target gestreuten Elektronen wurden mit einem doppelt fokussierenden, magnetischen 180° -Spektrometer impulsanalysiert, das um das Target von 26° bis 160° drehbar ist. Das Detektorsystem in der Fokalebene des Spektrometers, eine 75-Kanal-Detektor-Leiter mit einer Impuls-Akzeptanz von 7.5% und einer Auflösung von $0.061 - 0.084 \%$ wurde im vergangenen Jahr durch ein neues System ersetzt, dessen Impulsakzeptanz 2.5% und dessen Auflösungsvermögen 0.025% beträgt (Mie 76).

Das zweite Spektrometer, ein Festwinkelspektrometer, FWS, mit zwei Quadrupol- und einem 12° Dipol-Magneten, analysiert die Elektronen, die unter 28° gestreut werden. In einem Impulsbereich bis max. 12.5% werden die Elektronen mit einem Čerenkov-Detektor nachgewiesen (Sto 73). Dieses Spektrometer ist für Messungen mit dem Flüssigkeits-Target vorteilhaft. Während mit dem 180° -Spektrometer unter verschiedenen Winkeln gemessen wird, kann man das FWS bei konstanter Primärenergie der Elektronen als Targetdichte-Monitor verwenden (Sim 73). In diesem Experiment wurde das FWS in Verbindung mit dem Gastarget-System zur Absolut-Messung von Wirkungsquerschnitten eingesetzt. Seine Ansprechwahrscheinlichkeit ist besser als auf 0.1% und sein Raumwinkel besser als auf 0.13% bekannt (Reu 76, Els 77).

II.2 Target-Anordnung

a) Beim Flüssigkeits-Target

Das Flüssigkeits-Target eignet sich besonders zur Messung kleiner Wirkungsquerschnitte, da hierbei die Massenbelegung sehr hoch ist. Durch geeignete Wahl der Zellenfolie kann man den Anteil der dort gestreuten Elektronen (Untergrund) soweit reduzieren, daß er die Auswertung kaum beeinträchtigt. Das Flüssigkeitstarget, das bereits zur e-p-Streuung benutzt wurde (Sim 73), konnte für dieses Experiment unverändert eingesetzt werden.

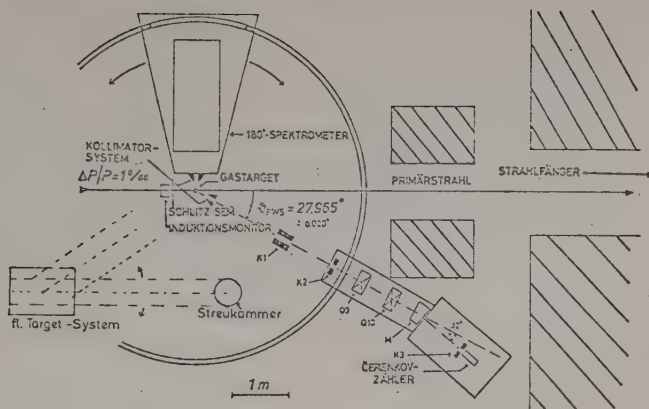


Abbildung II.1 : Schematische Übersicht der Experimentieranordnung

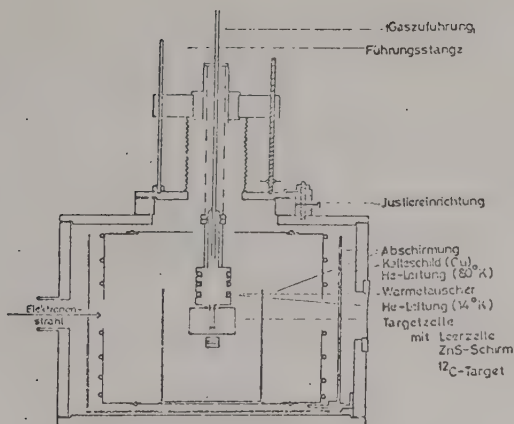


Abbildung II.2 : Streukammer

Abbildung II.2 zeigt die Target-Anordnung in der Streukammer. Unter dem Wärmetauscher ist die vertikal fahrbare zylindrische Targetzelle montiert mit einem Durchmesser von 10 mm. Die Wand besteht aus einer 12 μm Kapton-folie (Du Pont, Nemour). Um die in der Zellwand gestreuten Elektronen zu ermitteln, wurde die Zellenfolie über das Flüssigkeitstarget hinaus verlängert (Leierzelle). Darunter befindet sich ein ZnS-Schirm, um die Strahl-lage festzulegen, und ein Kohlenstoff-Target, mit dem die Primärenergie der Elektronen bestimmt wird. Die Schutzzelle, vor dem Evakuieren mit He-lium gefüllt, verhindert die Bereifung. Strahlenschilder reduzieren die Wärmebelastung auf 0.7 Watt (ausführliche Beschreibung Bor 73, Peu 73, Sim 73).

b) Beim Gastarget

Um absolute Wirkungsquerschnitte der e-p- und e-d-Streuung zu messen, muß auch die Massenbelegung mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Weil man dies mit dem Flüssigkeitstarget nur bis auf 2.5 % erreichen kann (Sim 73), wurde ein System für Messungen an Hochdruckgastargets erstellt.

In Abbildung II.3 ist die Anordnung im Bereich der Streukammer in horizon-talem Schnitt dargestellt. Das Strahlrohr ist vakuummäßig durch eine 50 μm starke Aluminium-Folie abgeschlossen. Das Kollimator-System blendet die an der Zellwand gestreuten Elektronen aus. Hierbei definieren die Kollimato-ren K_4 und K_5 der Spektrometer maßgebend die Targetausdehnung in Richtung des Primärstrahls und die Kollimatoren K_2 und K_6 im wesentlichen die Raum-winkelakzeptanz. (Für das Festwinkelspektrometer ist Kollimator K_2 nicht eingezeichnet, da er sich weit vom Streuort befindet, Abbildung II.1). Die Blenden B_1 , B_2 und B_3 verhindern, daß die Elektronen, die außerhalb es akzeptierten Targetbereiches gestreut werden, nicht in das Spektrometer gelangen. Zum Kollimator-System sei vermerkt, daß der geometrische Aufbau durch die Abbildungs-Eigenschaften der Spektrometer bestimmt ist und auf Justierungsunsicherheiten geachtet wurde (genaue Beschreibung bei (Sch 77)). Die Gastargets, gefüllt mit D_2 und H_2 , die Leierzelle, der ZnS-Schirm und das Kohlenstofftarget sind auf einer vertikal fahrbaren Leiter montiert.

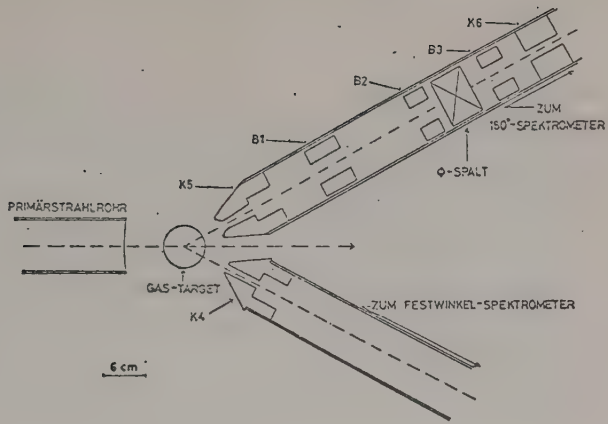


Abb. II.3 : Horizontaler Schnitt durch die Kollimatorsysteme
B: Blende, K: Kollimator

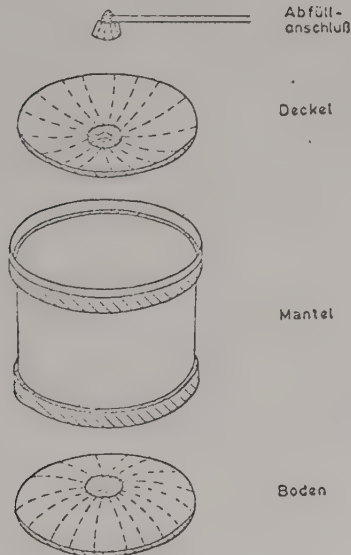


Abb. II.4 : Targetbehälter

II.3 Hochdruckgastarget

a) Beschreibung

Der Targetbehälter (Abb. II.4) aus einer Aluminiumlegierung Al-Mg-Si-1 (Zusammensetzung: Si 0.43 %, Mo 0.12 %, Cu 0.03 %, Ti 0.2 %, Fe 0.30 %, Mg 1.05 %, Al 97.80 % *) zeigt nur einen geringen Anteil von Kernen mit hohem Z. Der Durchmesser beträgt 60 mm und die Wandstärke ist auf (250 ± 2) μ m abgedreht. Boden und Deckel wurden schalenförmig geformt, eingeklebt und der Zellrand umgebördelt, um eine hohe Stabilität zu erreichen. Anfangs wurde die Wandstärke der Targets mit einer Weguhr vermessen. Um aber eine größere Genauigkeit zu erhalten, wurde später die Röntgenstrahl-Absorptionsmethode verwendet. Hierzu wurde die vorhandene Apparatur zur Targetdicke-Messung umgebaut. Die absorbierten Röntgenstrahlen konnten mit einem Proportional-Zählrohr, das zentrisch in den Zylinder eingesetzt wurde, nachgewiesen werden. Abbildung II.5 zeigt ein Wandprofil. Die Höhe der einzelnen Quader ist proportional der Wandstärke. Man erkennt, daß eine gute Homogenität auch im Übergangsgebiet zu den verstärkten Enden des Zylinders vorliegt. Durch die kerbfreie, mechanische Bearbeitung konnte der hohe Platzdruck von 17 atm erreicht werden, der mit den berechneten 19 atm gut übereinstimmt. Vor dem Abfüllen wurden die Targets auf 15 atm abgedrückt, wodurch eine Ausdehnung über die Elastizitätsgrenze erreicht wurde. Somit kann bei Druckänderungen und im evakuierten Zustand keine Verformung durch diese permanente Versteifung auftreten. Die Targets wurden unmittelbar vor der Messung an der TH Darmstadt abgefüllt, um eine Änderung der Massenbelegung durch Diffusion auszuschließen (Abschätzung 1.5 % pro Jahr). Die Massenbelegung bei Gastargets wird durch Druck und Temperatur festgelegt. Beim Abfüllen der Targets war in die Vertiefung des Targetbodens ein NTC zur Temperaturüberwachung eingeschraubt. Als der gewünschte Druck von 13 atm erreicht war, wurde der Temperatúrausgleich abgewartet und das Kupferrohr kalt verschweißt. Der Fehler in der Druckmessung betrug 0.08 ‰ und in der Umgebungstemperatur 0.14 ‰ (GunB P). Dieses Target ist im Vergleich zu den bisher verwendeten (GasT) gut geeignet, absolute Wirkungsquerschnitte mit hoher Genauigkeit zu bestimmen.

*) Mannesmann, Duisburg

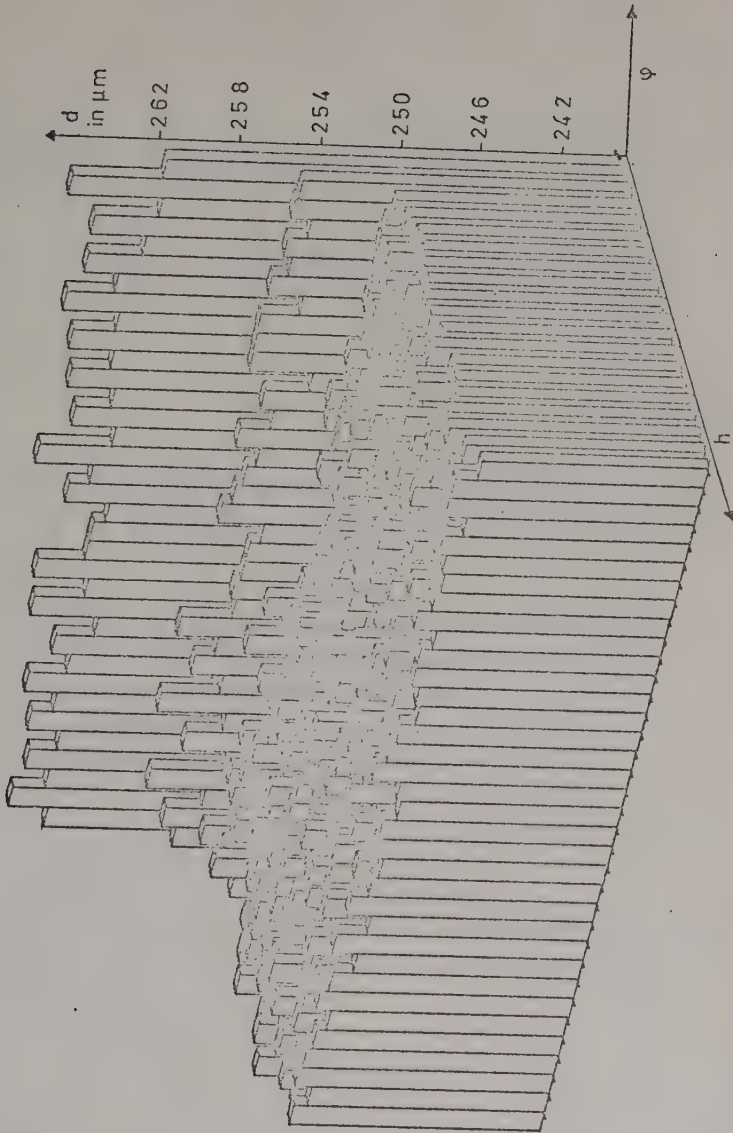


Abbildung II.5 : Wandprofil des Al-Zylinders, wobei die Röntgenstrahlenabsorptionsmethode verwendet wurde. Der statistische Fehler entspricht $\pm 2 \mu\text{m}$.

b) Meßmethode

Bei den Messungen sind folgende Punkte zu beachten :

- α) Änderung des Spektrums der gestreuten Elektronen durch zusätzliche Streuprozesse (Untergrund etc.),
- β) Winkel- und Energiestraggling in der Zylinderwand des Targetbehälters,
- δ) Änderung der Massenbelegung durch Temperaturerhöhung infolge des Energieverlustes der Elektromen im Target,
- γ) Stabilität der Meßapparatur.

Zu α)

Eine Änderung des Spektrums der gestreuten Elektronen wird wesentlich durch zusätzliche Streuprozesse in der Zylinderwand hervorgerufen. Die Größe des Zylinder-Durchmessers wurde, bedingt durch die Geometrie des Kollimator-Systems, auf 60 mm festgelegt. Hierbei war zu beachten, daß der Elektronenstrahl nicht streng geometrisch aufgefaßt werden darf. Durch die Strahlausdehnung senkrecht zur Primärstrahl-Richtung ist es unter sehr kleinen Streuwinkeln leicht möglich, daß die an der Zellwand gestreuten Elektronen durch das Kollimatorsystem in die Spektrometer gelangen können. Daher wurde zur Bestimmung des Durchmessers die Ortsausdehnung des Primärstrahls, durch das Verschieben eines 1 mm starken Kupferdrahtes, der als Target diente, ermittelt. In Abbildung II.6 ist die Verteilung der Intensität des Primärstrahls aufgetragen. Man erkennt einen langsamen Abfall nach außen, der von der Strahlführung abhängig ist. Falls keine Strahlablagen vorliegen, zeigt das Spektrum der am Aluminium gestreuten Elektronen selbst bei einem Streuwinkel von 27° keinen ausgeprägten elastischen Peak (Abbildung II.7). Im Gegensatz hierzu ist aber bei dem anderen Spektrum, das bei geringer Strahlablage gemessen wurde, dieser Peak vorhanden. Da die Zählrate in diesem Energie-Bereich von der Strahllage abhängig ist, konnte die Strahlführung während der Messung kontrolliert werden. Die Spektren, die mit der Leerzelle als Target aufgenommen wurden, zeigen mit abnehmender Energie der registrierten Elektronen ein Anwachsen der Zählrate, was durch Vielfach-Streuprozesse in der Zylinderwand hervorgerufen wird. Da die Zylinderwand nur einen kleinen An-

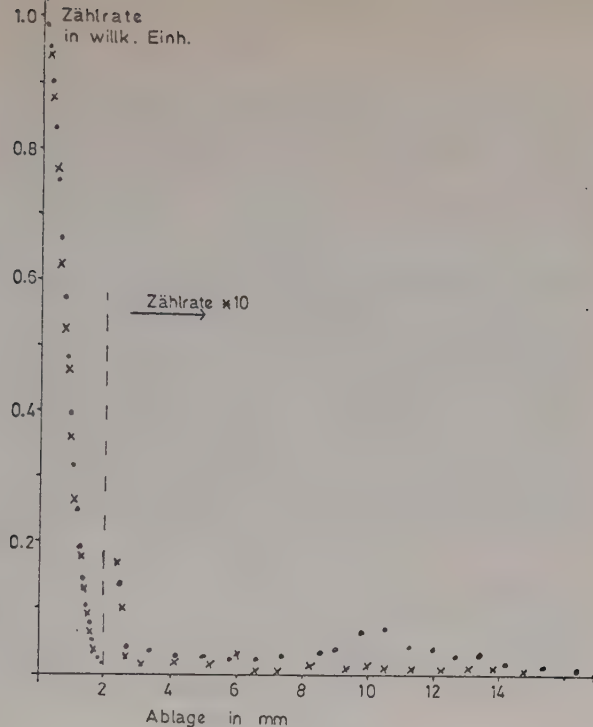


Abb. II.6: Ortsverteilung der Intensität des Primärstrahls, die mit einem Cu-Draht $\varnothing = 1$ mm durch-Verschieben aufgenommen wurde (e x mit und ohne Strahlablagen vor dem EDS)

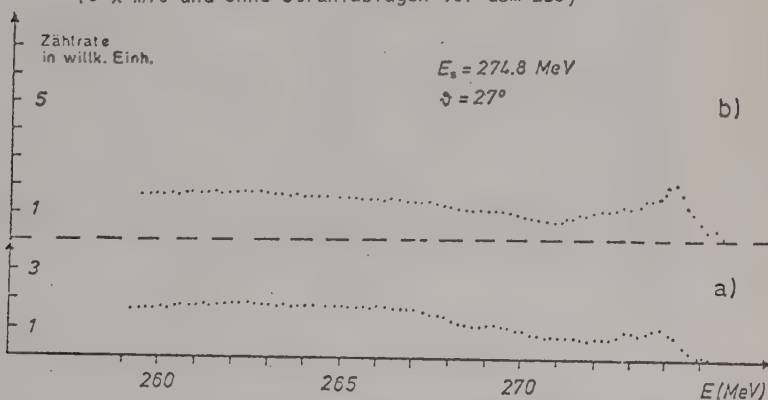


Abb. II.7: Spektren, die mit der Al-Leerzelle als Target aufgenommen wurden,

- a) bei idealer Strahlführung,
- b) mit geringer Strahlablage.

teil von Kernen mit hohem Z besitzt, liefern diese Zählraten einen geringen, nicht strukturierten Beitrag zu den zu untersuchenden Prozessen.

Zu g)

In der Zylinderwand erfahren die Elektronen ein Energie- und Winkelstraggling. Da die Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der e-p- und e-d-Streuung nur gering ist, beträgt die Korrektur für die Elektronen beim Eintritt ins Target durch das Winkelstraggling max. 1 $^{\circ}/_{oo}$. Bei der Relativmessung der elastischen e-d- zur e-p-Streuung kann sie sogar vernachlässigt werden. Eine wesentlich größere Rolle fällt dem Winkelstraggling zu, wenn die Elektronen das Target verlassen, denn hierdurch ändert sich der Raumwinkel durch Vielfachstreuung. Die Größe dieser Änderung hängt vom Verhältnis des mittleren Aufstreuungswinkels zu dem vom Spektrometer akzeptierten Winkelbereich ab. Sie wurde mit einem Monte-Carlo-Programm und der Molière-Theorie berechnet (Sch 77). Das Ergebnis ist für das Festwinkelspektrometer in Tabelle II.1 zusammengestellt. Bei den Messungen mit dem 180° -Spektrometer können diese Effekte vernachlässigt werden.

E_1 in MeV	$\frac{\Delta\Omega_{eff}}{\Delta\Omega_{geom}}$	stat. Fehler
149.84	- 5.86 %	0.35 %
228.65	- 1.78 %	0.66 %
274.83	- 0.84 %	0.17 %
301.42	- 0.79 %	0.21 %
321.26	- 0.90 %	0.15 %

Tabelle II.1: Änderung vom Raumwinkel des Festwinkel-Spektrometers durch Vielfachstreuung

Zu δ)

Durch den Energieverlust der Elektronen im Target wird das Gas erwärmt, so daß sich die Dichte lokal ändern kann. Die erzeugte Wärme wird durch die Wärme-Leitfähigkeit und die Konvektion des Gases an die Zylinderwand abgegeben. Die hieraus erfolgte Änderung der Gasdichte wurde abgeschätzt (SchB 76) und ergab eine maximale Änderung von 2 ‰ bei 1.5 μ Amp. Weil diese Rechnungen nur von vereinfachten Annahmen ausgingen, wurde die Abhängigkeit der Massenbelegung in einer Meßreihe bei verschiedenen mittleren Strömen untersucht. Dabei zeigte sich, daß bei einem mittleren Strom bis 1.1 μ Amp. keine Änderung der Massenbelegung innerhalb des statistischen Fehlers von 1.5 ‰^{*)} festzustellen ist (Abbildung II.8). Dieses Ergebnis ist auf die gute Wärmeleitung von Wasserstoff bzw. Deuterium und Aluminium zurückzuführen.

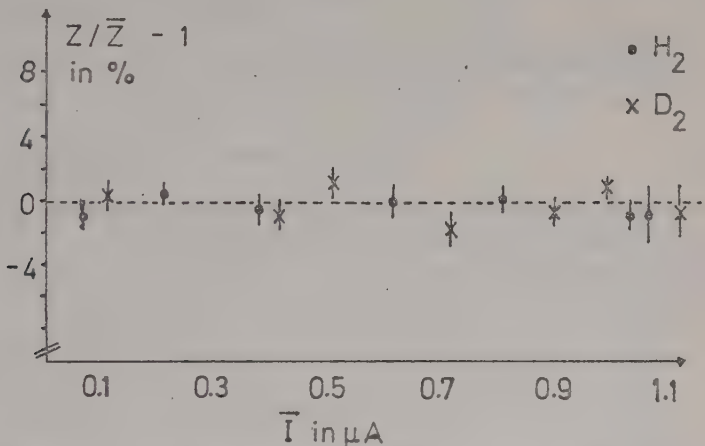


Abbildung II.8 : Stromabhängigkeitsbestimmung. Relative Änderung der Zählrate in Abhängigkeit vom Primärstrom.
Wasserstoff-Gasdruck 13 atm; Deuterium-Gasdruck 11 atm.

Zu γ)

Um Messungen bei verschiedenen Streuwinkeln und Streuenergien durchzuführen, dürfen Strahlgeometrie, Spektrometer-Transmission und Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektor-Anordnung sich nicht durch weitere Effekte ändern. Zur

*) Dieser Wert ergibt sich aus den Anpassungsrechnungen mittels des χ^2 -Testes.

Untersuchung eignen sich Streuexperimente, bei denen der Wirkungsquerschnitt nur von q^2 abhängig ist. Eine Überprüfung kann unter verschiedenen Energien und Streuwinkeln bei gleichem q^2 erfolgen. Hierzu bieten sich besonders Streuexperimente am Deuteron an, da der magnetische Anteil nur gering ist und so der Wirkungsquerschnitt ohne zusätzliche Annahmen direkt aus der Streuenergie und dem Streuwinkel berechnet werden kann.

In zwei Meßreihen zu Energien von 150 und 200 MeV wurden Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Streuwinkeln gemessen und der elektrische Anteil separiert. Das Ergebnis ist in Abbildung II.9 dargestellt. Zur besseren Verdeutlichung wurden die Meßpunkte durch ein Polynom, das nur von q^2 abhängig ist, dividiert. Innerhalb der Meßgenauigkeit von 0.2 % wurde keine systematische Abweichung festgestellt.

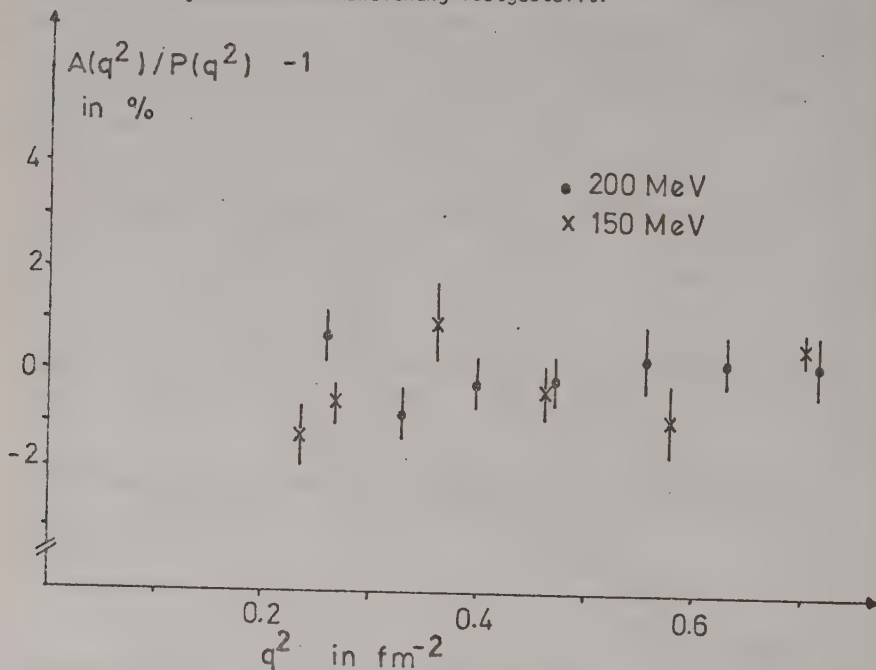


Abbildung II.9: Vergleich des elektrischen Anteils der elastischen e-d-Streuung für 2 Primärenergien. Die Meßpunkte der beiden Meßreihen wurden durch ein Polynom, nur von q^2 abhängig, dividiert. Es wurde keine Normierungsänderung vorgenommen.

III. Experimentelle Bestimmung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnittes (WQ)

Die grundlegende Größe für diese Auswertung ist der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt, der wie folgt bestimmt wird :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(E_1, \theta) = \frac{1}{N_K A \Delta\Omega} \frac{\delta N / \delta E}{N_e} \quad (3.1)$$

E_1 = Energie, unmittelbar vor dem Streuprozess (siehe Anhang)

θ = Streuwinkel, bestimmt durch die Symmetrieachse des Spektrometers und die Richtung des einfallenden Elektronenstrahls (Mer 76)

N_K = Anzahl der Targetkerne pro cm^2

$A \Delta\Omega$ = Produkt aus der Ansprechwahrscheinlichkeit der Nachweisapparatur A und der Raumwinkelakzeptanz $\Delta\Omega$ des Spektrometers

N_e = Anzahl der einfallenden Elektronen

$\delta N / \delta E$ = Anzahl der am Proton bzw. Deuteron gestreuten Elektronen pro Energie-Intervall für die Messungen mit dem 180° -Spektrometer. Im Gegensatz hierzu entspricht die mit dem Festwinkelspektrometer registrierte Zählrate dem Integral über den gesamten akzeptierten Impuls-Bereich.

III.1 Erläuterungen zu Detailfragen

III.1.1 Bestimmung der Targetkerne pro cm^2 : N_K

Die Anzahl der Targetkerne pro cm^2 ($\hat{=}$ Massenbelegung) kann aus den Targetdaten bestimmt werden : $N_K = \frac{\rho \cdot L \cdot d}{A}$ (ρ = Dichte, L = Loschmidt'sche Zahl, A = Atomgewicht, d = akzeptierte Targetausdehnung).

Bestimmt man die Massenbelegung beim Flüssigkeitstarget, so liegt die größte Unsicherheit in der Angabe der absoluten Dichte (2.5 % Sim 73), die deshalb aus Vergleichsmessungen mit dem Gastarget genommen wurde. Da während der Messung durch Änderung des Primärstroms, der Targetposition und der Temperatur des Wärmetauschers Dichteschwankungen auftreten können (Bor 73), wurde mit

dem 180° -Spektrometer die Winkelverteilung der gestreuten Elektronen gemessen und das Festwinkelspektrometer als Monitor für die Massenbelegung benutzt. So konnte innerhalb der Meßreihe - bei konstanter Primärenergie und verschiedenen Streuwinkeln - die Änderung der Targetdichte bestimmt werden. Dabei wurde der Durchmesser der Zelle so gewählt, daß die Spektrometer unter jedem Winkel die gesamte Zelle "gesehen" haben (Sim 73).

Die Massenbelegung beim Gastarget ändert sich je nach Streuwinkel entsprechend der akzeptierten Targetausdehnung d und kann aus der geometrischen Anordnung des Kollimator-Systems berechnet werden. Die Gasdichte ρ zeigte keine Abhängigkeit vom Primärstrom (siehe Kapitel II.3.3) und wurde aus den Meßgrößen zum Zeitpunkt des Abfüllens bestimmt. Sie wird aus der Druck- und Temperatur-Messung und mit Hilfe des allgemeinen Gasgesetzes bezüglich der Dichte ρ_A unter Normalbedingung ($T_A = 0^\circ \text{ C}$, $P_A = 1 \text{ atm}$) berechnet. Geringe Abweichungen vom idealen Gasgesetz werden durch die Korrekturterme $g_p(T)$ und $h_T(p)$ berücksichtigt.

$$\rho = \rho_A \frac{T_A P}{T P_A} g_p(T) h_T(p)$$

Die experimentell ermittelten Größen g_p und h_T wurden von Michels et al. (MicG 41) übernommen. Die Gesamtkorrektur beträgt 0.5 % für $T = 25^\circ \text{ C}$ und $p = 10 \text{ atm}$. Eine weitere Korrektur der Dichte von 0.12 % für H_2 -Gas und 0.21 % für D_2 -Gas resultiert aus der Gas-Verunreinigung. Sie wird mit einem Massenspektrometer bei der Abfüllung der Targets und aus dem Spektrum der gestreuten Elektronen bestimmt.

Fehlertabelle für die Dichte-Bestimmung

Temperatur	$\Delta T = 0.04^\circ \text{ C} = \frac{\Delta T}{T} (T = 25^\circ \text{ C}) = 0.14 \text{ } ^\circ/\text{oo}$
Druck	$\Delta p = 5 \text{ Skt} = \frac{\Delta p}{p} (p = 10 \text{ atm}) = 0.08 \text{ } ^\circ/\text{oo}$
Dichte	$\Delta \rho \sim \Delta \left(\frac{P}{T} \right) = 0.25 \text{ } ^\circ/\text{oo}$

	H ₂ -Target	D ₂ -Target
Gesamtfehler einschließlich Streuung der Meßdaten	0.38 ‰	0.43 ‰
Fehler durch Korrekturen	0.05 ‰	0.13 ‰
Gesamtfehler der Dichtebestimmung	0.44 ‰	0.56 ‰

III.1.2 Bestimmung von $\Delta\Omega$

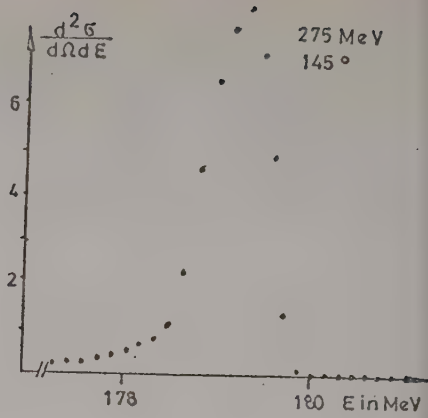
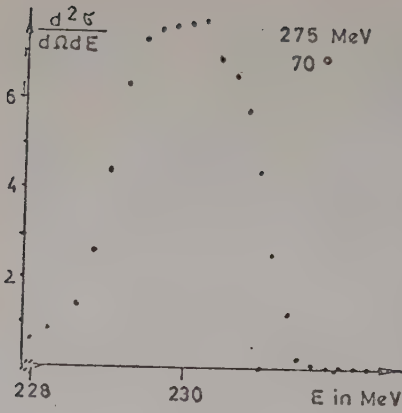
Das Produkt aus Ansprechwahrscheinlichkeit Λ und Raumwinkel $\Delta\Omega$ des 180°-Spektrometers war zu Beginn der Messung nur näherungsweise bekannt. Die entsprechenden Größen des Festwinkelspektrometers wurden auf $\delta_A = \pm 0.01 \%$ bzw. auf $\delta_{\Delta\Omega} = \pm 0.13 \%$ genau bestimmt (Els 77, Reu 76). Daher wurde das FWS in Verbindung mit den Gastargets zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte der elastischen e-p-Streuung verwendet und die Meßreihen mit dem 180°-Spektrometer auf diese Meßdaten normiert (siehe Kapitel III.8).

III.1.3 Bestimmung von N_e

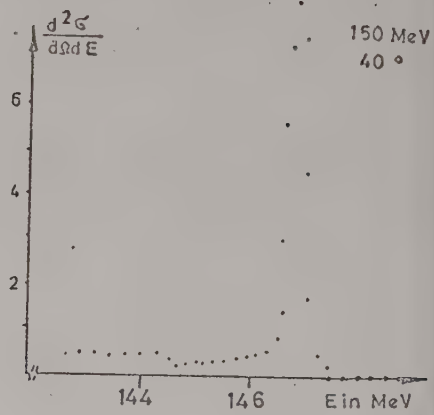
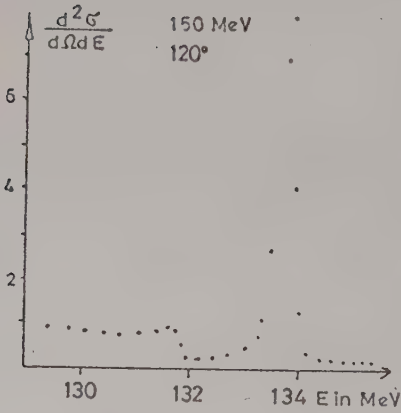
Die absolute Anzahl N_e der einfallenden Elektronen wurde mit einem Induktionsmonitor bestimmt (Ste 71). Vor jeder Messung wurde eine Eichung mit einem Impulsgeber vorgenommen und eine Meßgenauigkeit von 0.13 % erreicht (Mer 76, Reu 76).

III.1.4 Auswertung der Spektren

Bei der Auswertung der Spektren wurde die relative Ansprechwahrscheinlichkeit und die impulsmäßige Lage und Breite der einzelnen Koinzidenz-Kanäle berücksichtigt. (Bei der neuen Leiter wurde stets die Dreifach-Koinzidenz verwendet. Da die geometrische Position der neuen Leiter geändert werden kann, wurden die Dispersionskonstanten entsprechend der im Experiment vorliegenden Position neu bestimmt.) Jeder Koinzidenz-Kanal erfaßt einen Impulsbereich δP_k , so daß man 75 bzw. 48 Punkte pro Spektrum erhält. Um die Punktdichte zu erhöhen, variiert man das Magnetfeld des Spektrometers um einen entsprechenden Bruchteil δP_v .



e-p-Streuung



e-d-Streuung

Abbildung III.1: Spektren der an H_2 und D_2 gestreuten Elektronen

($\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ ist in willkürlichen Einheiten aufgetragen;

es sind jeweils die entsprechenden Primärenergien und Streuwinkel eingetragen.)

Verschiedene Messungen zu Beginn dieses Experimentes, wobei nur das Magnetfeld geändert wurde, zeigten, daß das Integral der elastischen Linie, je nach Wahl der Koinzidenz-Kanäle der Detektorleiter, um einige Prozent schwankte. In Abbildung III.1 sieht man, daß je nach Kinematik eine andere Linienform vorliegt. Daher wurde, um eine Abhängigkeit von der Wahl der Koinzidenzen auszuschließen, das Magnetfeld bei jedem Streuwinkel so geändert, daß die Einhüllende der gemessenen Spektren, aufgetragen über der Kanalnummer, für alle Winkel dieselbe blieb. Somit haben stets die gleichen Koinzidenz-Kanäle im selben Maße zur Fläche beigetragen (Sim 73).

Bei der Auswertung des inelastischen Spektrums zur e-d-Streuung ist die Zählrate pro Energieintervall maßgebend. Der zu untersuchende Impulsbereich ist ein Vielfaches von dem Bereich, den die Leiter erfaßt. Das Magnetfeld wurde so geändert, daß die Zählrate jedes einzelnen Koinzidenzkanals der Leiter in einem vorgegebenen Impulsbereich $\delta_p \approx N \delta_{p_k}$ gleichgewichtet zur

Gesamtzählrate beiträgt. Diese Bedingung konnte im Experiment gut erfüllt werden, denn der Wirkungsquerschnitt ist bei fester Primärenergie E_p und vorgegebenem Streuwinkel θ_e nur gering von der Energie E_3 des gestreuten Elektrons (außer im Bereich der Aufbruchschwelle) abhängig, so daß sich die Zählrate in einem Impulsbereich $\delta_p = 50 - 200$ KeV wenig ändert. Bei der Zusammensetzung der Einzelspektren zu einem Gesamt-Spektrum wurden die von den einzelnen Koinzidenz-Kanälen gelieferten Zählraten in einem vorgegebenen Bin δ_{p_b} (lückenlose Impulsintervalle mit gleicher Breite) addiert (Mer 76).

Falls der Impulsbereich δ_{p_k} von δ_{p_b} nur teilweise erfaßt wird, ist es erforderlich, die Zählraten in benachbarte Bins aufzuteilen. Im ersten Iterationsschritt geschieht dies dem prozentuellen Anteil von δ_{p_k} entsprechend.

In weiteren Iterationsschritten wurde dieser Anteil, entsprechend den Zählraten in den Nachbarbins geändert, um den Verlauf des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnittes zu berücksichtigen.

Abbildung III.1 zeigt vier, mit dem 180° -Spektrometer gemessene typische Spektren. Beim Vergleich erkennt man die starke Winkelabhängigkeit der Lage und Breite der elastischen Linie. An sie schließt sich zu niedrigen Energien

hin, der Strahlenschwanz an. Bei den Spektren der e-d-Streuung erkennt man deutlich die Disintegrationsschwelle, die unter anderen kinematischen Bedingungen stets von der elastischen Linie getrennt werden konnte (siehe Komp.). Zu niedrigen Energien hin schließt sich der quasielastische Peak an.

III.1.5 Berücksichtigung des Untergrundes

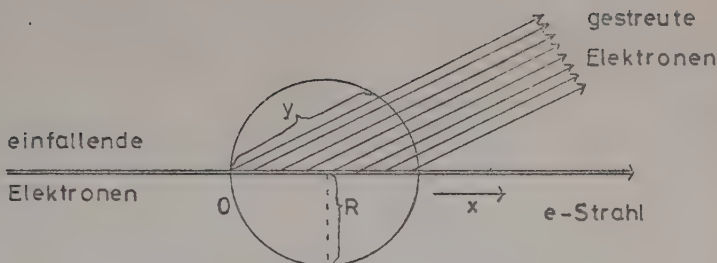
Es werden nicht nur die am Proton und Deuteron gestreuten Elektronen, sondern auch noch zusätzliche Ereignisse registriert, die man als Untergrund bezeichnet. Der Folien-Untergrund wird beim Flüssigkeitstarget durch elastische und inelastische Elektronen-Streuung in der Kaptonfolie erzeugt. Beim Gastarget entsteht der Untergrund allein durch Vielfachstreuung der Elektronen in der Zellwand. Der Raum-Untergrund wird von Elektronen erzeugt, die an der Vakuumkammer des Spektrometers gestreut wurden, bzw. von Teilchen, die ohne das Magnetfeld zu durchlaufen, im Detektor registriert wurden. Er ist von der Massenbelegung und damit von der Wahl des Targets abhängig (Erläuterungen im Anhang A.3).

III.2 Korrekturen

Die Zahl der registrierten Elektronen in einem vorgegebenen Energie-Intervall $\frac{\delta N}{\delta E} \exp.$ kann noch nicht mit der theoretisch berechneten Größe, dem doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$, verglichen werden, denn Strahlungsprozesse, endliche Spektrometerapertur und Targetausdehnung bedingen weitere Korrekturen. Vernachlässigt man die Targetausdehnung, kann die Korrektur faktorisiert werden :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{\delta N}{\delta E} = \left(\frac{\delta N}{\delta E \exp} \right) \cdot K_A \cdot K_S \quad (3.2)$$

Die Korrektur K_A , bedingt durch die endliche Raumwinkel-Akzeptanz des Spektrometers, wird nach Lyman-Hanson-Scott (LymH 51) vorgenommen. Die Strahlungskorrektur K_S muß für die verschiedenen Streuprozesse entsprechend berechnet werden und ist im Anhang A.4 erläutert.



Durch die Ausdehnung des Targets erfolgt die Streuung an verschiedenen Streuorten, entlang des Primärstrahls der einfallenden Elektronen. Der mittlere Streuwinkel ändert sich von Streuort zu Streuort. Durch die verschiedenen Weglängen der Elektronen im Target entstehen unterschiedliche Energie-Verluste, welche die Streuenergie ändern und die Strahlungskorrektur direkt beeinflussen. Für die Streuung an einem Streuort x_i ist der mittlere Streuwinkel, die Streuenergie und die Weglänge der Elektronen im Target festgelegt. Hierbei erfolgt die Korrektur wie bei einem punktförmigen Target. Bei der Gesamtkorrektur, d.h. Berücksichtigung aller Streuorte, muß zusätzlich die unterschiedliche Gewichtung durch den Wirkungsquerschnitt beachtet werden.

$$K = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma(x_i) K_A(x_i) K_S(x_i)}{N\sigma(x_0)} \quad (3.3)$$

N Zahl der Streuorte (gewählte Auswerte-Intervalle)

x_0 Streuort für äquivalentes punktförmiges Target

$\sigma(x)$ Wirkungsquerschnitt

x_i Streuorte; gewählt in äquidistanten Abständen entlang des Primärstrahls

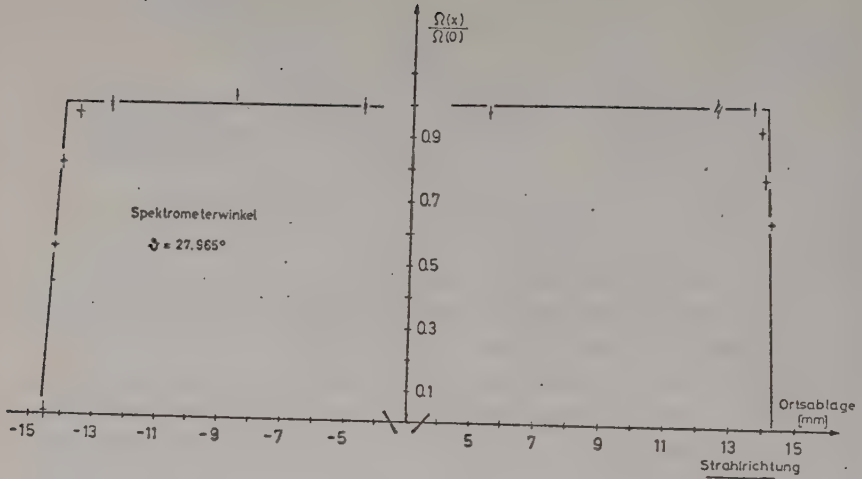


Abb. III.2 : Raumwinkelverlauf des Festwinkelspektrometers in Abhängigkeit von der Ortsablage

+ Meßpunkte

— Rechnung

Beim Gastarget ändert sich der Raumwinkel in Abhängigkeit vom Streuort $\Delta\Omega = f(x_i)$ so stark, daß seine Änderung nicht mehr vernachlässigt werden kann. Dieser Raumwinkelverlauf für das Festwinkel-Spektrometer (Abbildung III.2) wurde in einer Meßreihe durch das Verschieben eines dünnen Kupferdrahtes als Target in Richtung des Primärstrahls bestimmt. Die Meßpunkte, die in gleicher Weise auch für das 180° -Spektrometer gewonnen wurden, stimmen innerhalb der Fehler mit den geometrischen Berechnungen überein. Die Korrektur wurde daher wie folgt modifiziert :

$$K = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma(x_i) K_A(x_i) K_S(x_i) \Delta\Omega(x_i)}{N\sigma(x_0) \Delta\Omega(x_0)} \quad (3.4)$$

Es sei noch vermerkt, daß eine Raumwinkeländerung durch Vielfachstreu- prozesse in der Zylinderwand nicht ortsabhängig ist (Sch 77).

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes wird die elastische Linie bis zur Energie E_3 integriert. Für die Korrektur werden, um den Verlauf des Wirkungsquerschnittes zu berücksichtigen, als Formfaktor-Ansatz der Vierpol-Fit für die Proton-Formfaktoren bei der e-p-Streuung und ein Dipol-Fit für den isoskalaren Formfaktor bei der e-d-Streuung verwendet.

Bei der inelastischen Streuung ist die Ortsabhängigkeit einfacher zu handhaben, da der Wirkungsquerschnitt nur eine geringe Winkelabhängigkeit besitzt. Dies erlaubt folgende Näherung :

$$\sigma(x_1) = \sigma(x_0), K_A(x_1) = K_A(x_0)$$

Für die Winkeldivergenz des Primärstrahls, die beim Eintritt in das Gas-target erfolgt, beträgt die Korrektur max. 1 ‰. Beim Flüssigkeitstarget kann sie vernachlässigt werden. Für das Energiestraggling in der Zylinderwand und die Impuls-Unschärfe des Primärstrahls ist die Korrektur stets kleiner als 0.1 ‰ und kann vernachlässigt werden.

III.3 Normierung des experimentellen Wirkungsquerschnittes (WQ)

Um die absolute Größe des experimentellen Wirkungsquerschnittes angeben zu können, ist es nötig, die Anzahl der einfallenden Elektronen N_e , die Anzahl der Targetkerne N_k pro cm^2 sowie die Ansprechwahrscheinlichkeit A und die Raumwinkelakzeptanz $\Delta\Omega$ der Meßanordnung absolut zu bestimmen. Der Hauptbeitrag des Normierungsfehlers resultiert aus der Bestimmung der Massenbeladung des Flüssigkeitstargets und dem Produkt $A\Delta\Omega$ des 180° -Spektrometers.

Mit dem Hochdruckgastarget wurden in Verbindung mit dem Festwinkelspektrometer (FWS) absolute Wirkungsquerschnitte zur e-p-Streuung mit einem Normierungsfehler von 0.48 % gemessen. Um alle Messungen mit gleicher Genauigkeit angeben zu können, wurden die Wirkungsquerschnitte kombiniert und eine Normierung auf die Wirkungsquerschnitte vorgenommen, die mit dem Hochdruckgas-target und FWS gemessen waren. Für Messungen mit dem Gastarget und dem 180° -Spektrometer kann man durch den Vergleich der Wirkungsquerschnitte bei gleichem Winkel von 28° die Normierung direkt angeben. Hierbei erhöht sich

aber der Normierungsfehler für die Wirkungsquerschnitte, die mit dem 180° -Spektrometer gemessen wurden, um den statistischen Fehler dieser beiden Meßpunkte. Um diesen Nachteil zu verringern, wurden Meßpunkte, gemessen bei gleicher Primärenergie und verschiedenen Streuwinkeln (Meßreihe), mit einbezogen. Jedoch ist die Kenntnis des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von E_1 und Θ erforderlich; je besser diese Abhängigkeit bekannt ist, desto mehr läßt sich dieser Fehlerbeitrag reduzieren. Hierzu eignen sich Daten, die nur von q^2 abhängig sind. Um diese Voraussetzung zu gewinnen, wurde der magnetische Anteil subtrahiert und durch den kinematischen Anteil dividiert (s. Anhang A.1.3). Die q^2 -Abhängigkeit dieser reduzierten Wirkungsquerschnitte wird dann durch die gemeinsame Beschreibung aller Daten ermittelt.

Die Bestimmung der einzelnen Normierungsgrößen in den Anpassungsrechnungen wurde schrittweise vorgenommen.

Zunächst wurden die Meßreihen zur e-p-Streuung ausgewertet. Hierzu wurden nur solche Daten ausgewählt, deren magnetischer Anteil kleiner als 10 % ist, wodurch der systematische Fehler durch die Wahl des Formfaktor-Ansatzes max. 0.1 % beträgt.

Der elektrische Formfaktor des Protons wurde in den Anpassungsrechnungen durch ein Polynom 2. Grades beschrieben, was bis $q^2 = 2 \text{ fm}^{-2}$ möglich ist (Kapitel IV.4). Zusätzlich wurde ein freier Parameter jeder Meßreihe zugeordnet, der die Normierung in Relation zu den Wirkungsquerschnitten, die mit Hochdruckgastargets und dem FWS gemessen wurden, angibt.

Erwähnt sei, daß den Meßreihen mit Gastargets nur ein Normierungsfaktor zugeordnet wurde, da die apparativen Voraussetzungen unverändert blieben. Die Varianz des Normierungsparameters wird in der weiteren Auswertung als zusätzlicher Normierungsfehler behandelt.

Die Datensätze der e-d-Streuung, die in einer Relativ-Messung zur e-p-Streuung mit dem Gastarget gewonnen wurden, erhalten den gleichen Normierungsfaktor. Zum Vergleich mit dem Flüssig- D_2 -Target gemessene Daten wurde ebenfalls der magnetische Anteil subtrahiert. Dieser Anteil durfte nur max. 2 % betragen, weil die theoretische Unsicherheit größer ist

(siehe Kapitel IV.1.2). Die korrigierten Wirkungsquerschnitte lassen sich durch ein Polynom bis $q^2 = 0.9 \text{ fm}^{-2}$ beschreiben (siehe Kapitel IV.1.1). Aus den Fit-Rechnungen erhält man die Normierungsänderung in Relation zu Ergebnissen aus der Relativ-Messung.

III.4 Fehlerbetrachtung

1. Absolutmessung mit dem Festwinkelspektrometer

1. 1 Zufällige Fehler

Neben dem statistischen Fehler aus der Zählrate der elastischen e-p-Streuung mit dem Gastarget und der Untergrundsubtraktion wurden noch folgende Fehler quadratisch addiert :

Streuenergie 0.3 ‰	0.03 %
Streuwinkel - Einschubänderung	0.011 °
Ladungsmessung (Mer 76)	0.05 %
effektive Massenbelegung	0.036 %
Strahlungskorrekturen	0.02 %
Totzeitverluste	< 0.01 %

1.2 Systematische Fehler

a) Streuwinkel

Festlegung der Nulllage (Mer 76)	0.01 °
Streuwinkelgenauigkeit (Festwinkelspektrometer)	0.02 °
Justierung der Strahlage	0.01 °

b) Streuenergie

Impuls der Elektronen auf der Sollbahn (Reu 76)	0.5 ‰
Bestimmung des Linienmaximums	0.1 ‰
Bestimmung des Energieverlustes	0.1 ‰
Strahlungskorrekturen (Peu 73)	0.5 ‰

1.3 Normierungsfehler

Massenbelegung

Gasdichte	0.4 ‰
Diffusion des Gases	< 0.2 ‰
Verunreinigung des Gases	0.2 ‰
Streuwinkel	0.65 ‰
Ortsakzeptanz	0.57 ‰

Raumwinkel (Reu 76)	1.3 ‰
Ladungsmessung (Mer 76)	1.4 ‰
Ansprechwahrscheinlichkeit des Čerenkov-Zählers (Reu 76)	0.1 ‰
Gesamtfehler	4.8 ‰

2. Messungen mit dem 180°-Spektrometer

2.1 Zufällige Fehler

Diese Fehler resultieren aus den statistischen Fehlern der Zählrate der e-p- und e-d-Streuung und der Untergrundsubtraktion. Folgende Fehler werden quadratisch addiert :

Streuenergie	0.013 %
Einschußänderung (Streuwinkel)	< 0.01 %
Ladungsmessung (Mer 76)	< 0.05 %
effektive Massenbelegung beim Gas-Target	0.036 %
effektive Massenbelegung beim Flüssigkeitstarget	0.3 bis 2 %
Strahlungskorrektur	
elastisch	0.1 bis 0.2 %
inelastisch	1 bis 5 %

2.2 Systematische Fehler

Streuwinkel

Festlegung der Nullage	0.01 °
Justierung der Strahlage	0.01 °

Streuenergie

Impuls der Elektronen auf der Sollbahn (Mer 76)	0.5 ‰
Bestimmung des Linien-Maximums	0.1 ‰
Bestimmung des Energieverlustes	0.1 ‰

Strahlungskorrekturen

e-p-Streuung	0.5 ‰
e-d-Streuung elastisch	1.5 ‰
e-d-Streuung inelastisch	2 bis 4 %

2.3 Normierungsfehler

aus der Absolutmessung mit dem Festwinkel- spektrometer und Gastarget	4.8 ‰
Anpassungsrechnungen	
e-p-Streuung	1.5 bis 3 ‰
e-d-Streuung	2 bis 4 ‰
Relativmessungen	
Massenbelegung	0.8 ‰
Strahlungskorrekturen	1.3 ‰

IV. Ergebnisse aus den Streuexperimenten zur elastischen Elektron- Deuteron- und Elektron-Proton-Streuung

Aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten zur elastischen e-d-Streuung wurden zunächst die beiden Strukturfunktionen $A(q^2)$ und $B(q^2)$ bestimmt. Aus der Strukturfunktion $A(q^2)$, dem elektrischen Formfaktor des Protons und dem Anstieg des Neutronformfaktors ist eine experimentelle Bestimmung des Wellenfunktionsanteils möglich. Aus dieser Untersuchung gewinnt man weitere Aufschlüsse über die Potentiale, die für die Auswertung der Nukleonformfaktoren und der inelastischen e-d-Streuung notwendig sind. Bei kleinem Viererimpulsübertrag ist eine experimentelle Trennung des elektrischen und magnetischen Anteils nicht möglich (Abbildung I.3). Um den elektrischen Anteil zu bestimmen, mußte in diesem kinematischen Bereich der magnetische Anteil berechnet und subtrahiert werden.

Daher wurde bei größeren q^2 -Werten, bei denen die Trennung über Rosenbluth-Plots noch möglich war, ein Vergleich mit der Theorie vorgenommen, um das Modell, das für die Subtraktion verwendet werden soll, auszuwählen.

Die Bestimmung der Nukleonformfaktoren aus den experimentellen Daten der e-p- und e-d-Streuung wurden mit zwei verschiedenen Methoden durchgeführt. Zunächst wurden die Formfaktoren bei konstantem Viererimpulsübertrag (Rosenbluth-Plot) bestimmt und dann mit Hilfe eines analytischen Ansatzes der Formfaktoren-Verlauf als Funktion von q^2 durch eine gemeinsame Beschreibung aller für diese Untersuchung gemessenen Daten gewonnen. Es wurden verschiedene Ansätze für die Nukleonformfaktoren untersucht. Der Verlauf der Spektralfunktion $I_{mEV}(t)$ nahe der Schwelle wurde bestimmt, um die Höhe des Beitrags durch nicht-resonante Pion-Zustände im isovektoriellen Nukleonformfaktor zu ermitteln. Aus den Nukleonformfaktoren wird bei niedrigen Viererimpulsübertrag der mittlere quadratische Radius bestimmt. Um seine Abhängigkeit von der Wahl des Ansatzes zu vermeiden, wurde ein Polynom verwendet, das unter geeigneten Voraussetzungen seine modellunabhängige Bestimmung erlaubt.

IV.1 Zusammenfassung der Daten

Zunächst wurden Streuexperimente am flüssigen H_2 -Target vorgenommen, um bei verschiedener Primärenergie die Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte zu untersuchen. Diese Daten sind in den Arbeiten (Sim 73, BorP 74, BorS 75) zusammengefaßt. In diesem Experiment wurde der kinematische Bereich ausgedehnt, so daß Daten für Streuenergien von 140 bis 280 MeV und Streuwinkeln von 28° bis 150° vorliegen.

Die Wirkungsquerschnitte zur elastischen e-d-Streuung wurden durch Relativmessungen der e-d- zur e-p-Streuung mit dem Gastarget in Verbindung mit dem 180° -Spektrometer bestimmt, da ihr Normierungsfaktor nur eine Unsicherheit bei der Bestimmung der Massenbelegung von 0.035 % und der Strahlungskorrektur von 0.13% enthält. Diese Messungen wurden bei Streuenergien von 150 und 200 MeV und Streuwinkeln von 28° bis 70° durchgeführt. Um einen größeren kinematischen Bereich in einer angemessenen Zeit ausschöpfen zu können, wurden Messungen am flüssigen D_2 -Target vorgenommen, da hier die Massenbelegung im Vergleich zu Gastargets wesentlich höher ist (Faktor ~ 10). Die Streuenergien lagen zwischen 80 und 300 MeV und die Streuwinkel

zwischen 30° und 160° .

Die Ergebnisse zur elastischen e-p- und e-d-Streuung sind in den Tabellen IV.1 bis 3 aufgelistet. Es wurde zu dieser Arbeit eine Kompilation erstellt, in der die gemessenen Wirkungsquerschnitte, die mit dem Gastarget und dem Flüssigkeitstarget gewonnen wurden, und die Ergebnisse anderer Labors in einheitlicher Form zusammengestellt sind. Außerdem wurden aus den Wirkungsquerschnitten zur e-p-Streuung die Formfaktoren unter Berücksichtigung des Normierungsfehlers der einzelnen Datensätze der verschiedenen Labors bestimmt, wodurch ein konsistenter Datensatz für die Auswertung zur Verfügung stand.

Streuenergie in MeV	Streu- winkel in Grad	q^2 in fm^{-2}	WQ in $\text{cm}^2/\text{sterad}$ $\cdot 10^{-30}$	stat. Fehler in %	syste. Fehler in %	norm. Fehler in %
149.84	27.965	0.1322	60.72	1.28	0.46	0.48
228.65	27.965	0.3049	25.47	0.58	0.46	0.48
274.83	27.965	0.4381	17.25	0.56	0.46	0.48
301.42	27.965	0.5252	13.95	0.50	0.44	0.48
321.26	27.965	0.5952	12.10	1.42	0.44	0.48

Tabelle IV.1: Zusammenstellung der absolut gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte zur e-p-Streuung (mit dem Gastargetsystem und dem Festwinkelspektrometer)

E_1 in Mev	θ in Grad	q_d^2 in fm ⁻²	q_p^2 in fm ⁻²	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{1,0})_d$ $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{1,0})_p$	stat. Fehler	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{1,0})_p$ in cm ² /sterad · 10 ⁻³⁰	stat.Fehler in cm ² /sterad · 10 ⁻³⁰	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{1,0})_d$ in cm ² /sterad · 10 ⁻³⁰	stat.Fehler in cm ² /sterad · 10 ⁻³⁰
149.4	28		0.132			61.96	0.43		
	30		0.150			46.19	0.26		
	35		0.202			24.51	0.12		
	40	0.263	0.259	0.7410	0.0050	13.94	0.08	10.33	0.042
	45	0.328	0.321	0.6875	0.0046	8.43	0.041	5.796	0.030
	50	0.398	0.388	0.6374	0.0041	5.403	0.027	3.444	0.016
	55	0.473	0.458	0.5864	0.0046	3.598	0.023	2.110	0.011
	60	0.551	0.531	0.5492	0.0045	2.428	0.014	1.331	0.009
	65	0.633	0.606	0.5011	0.0035	1.718	0.010	0.8609	0.0041
	70	0.717	0.683	0.4633	0.0038	1.225	0.008	0.5675	0.0035
199.5	28	0.236	0.233	0.7539	0.0048	33.64	0.19	25.36	0.08
	30	0.270	0.266	0.7290	0.0051	25.31	0.14	18.45	0.08
	35	0.363	0.355	0.6664	0.0060	13.34	0.08	8.89	0.06
	40	0.467	0.455	0.5996	0.0045	7.478	0.032	4.484	0.031
	45	0.581	0.563	0.5315	0.0045	4.493	0.020	2.388	0.017
	50	0.703	0.678	0.4754	0.0027	2.865	0.014	1.362	0.004
	55		0.799			1.866	0.013		
	60	0.970	0.938	0.3726	0.0035	1.283	0.011	0.4780	0.0018

system. Fehler

norm. Fehler

Relativ-Messung

zur e-p-Streuung

zur e-d-Streuung

Tabelle IV.2 : Ergebnisse aus der Relativmessung der elastischen e-d-Streuung zur e-p-Streuung (mit dem Gastargetsystem und dem 180°-Spektrometer).

E_1 in MeV	θ in Grad	q^2 in fm ⁻²	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \theta)$ cm ² /sterad · 10 ⁻³⁰	stat. Fehler	$R(q^2, \theta)$	$A(q^2)$
80.1 Δ	30	0.044	156.38	0.25	0.9360	0.9358
	70	0.211	3.635	0.011	0.7459	0.7450
	75	0.237	2.583	0.009	0.7213	0.7201
	80	0.263	1.876	0.006	0.6993	0.6979
	85	0.290	1.376	0.005	0.6781	0.6762
	90	0.316	1.014	0.004	0.6535	0.6519
	100	0.368	0.565	0.002	0.6116	0.6080
	110	0.418	0.326	0.001	0.5841	0.5784
	120	0.465	0.187	0.0006	0.5552	0.5464
	130	0.506	0.1072	0.0002	0.5362	
	135	0.524	0.0802	0.0002	0.5298	
149.4 *	40	0.263	10.330	0.042	0.6999	0.6996
	45	0.328	5.796	0.030	0.6416	0.6412
	50	0.398	3.447	0.016	0.5923	0.5917
	55	0.473	2.110	0.011	0.5426	0.5418
	60	0.551	1.331	0.009	0.4967	0.4957
	65	0.633	0.8609	0.0041	0.4543	0.4530
	70	0.717	0.5675	0.0035	0.4149	0.4132
149.8 * Δ	40	0.265	10.22	0.18	0.6984	0.6981
	45	0.330	5.760	0.037	0.6414	0.6410
	50	0.401	3.458	0.022	0.5982	0.5975
	55	0.476	2.077	0.017	0.5375	0.5366
	60	0.555	1.345	0.022	0.5046	0.5034
	90	1.068	0.1235	0.0011	0.2887	0.2841
	120	1.55	0.0191	0.0002	0.2086	
160.2 Δ	53	0.507	2.064	0.015	0.5227	0.5220
	157	2.18	0.00142	0.00002	0.1901	
199.5 *	28	0.236	25.36	0.08	0.7170	0.7169
	30	0.270	18.45	0.08	0.6908	0.6907
	35	0.363	8.89	0.06	0.6253	0.6251
	40	0.467	4.484	0.031	0.5456	0.5447
	45	0.581	2.388	0.017	0.4749	0.4743
	50	0.703	1.362	0.004	0.4214	0.4205
	60	0.970	0.4780	0.0018	0.3219	0.3197
222.5 Δ	70	1.55	0.1157	0.0014	0.1922	
	85	2.09	0.0311	0.0005	0.1259	
	125	3.37	0.0180	0.0002	0.0592	
	157	3.98	0.00296	0.00005	0.0806	
278.4 Δ	53	1.50	0.257	0.003	0.2014	
	65	2.12	0.0646	0.0011	0.1230	
	90	3.47	0.0485	0.0009	0.0512	
	100	3.98	0.0251	0.0005	0.0368	

298.9 Δ	30	0.602	5.57	0.08	0.4713	0.4711
	40	1.035	1.057	0.014	0.2927	0.2922
	50	1.55	0.270	0.008	0.1909	
	55	1.83	0.1363	0.015	0.1449	
	60	2.12	0.0803	0.0006	0.1244	
	80	3.36	0.00940	0.00017	0.0534	
	90	3.96	0.00384	0.00005	0.0384	

Tabelle IV.3 : Ergebnisse zur elastischen e-d-Streuung

Δ Messungen mit dem flüssigen Target

* Messungen mit dem Gastargetsystem

System. und norm. Fehler für das Gastarget siehe Tabelle IV.2.

Die zusätzlichen Fehler für die Messungen mit dem flüssigen

Target: system. Fehler: 0.45 bis 0.73 %; norm. Fehler 0.85 %.

Strukturfunktionen $A(q^2)$ und $B(q^2)$ aus der elastischen e-d-Streuung

In 1. Born'scher Näherung kann man den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen e-d-Streuung wie folgt beschreiben (siehe Anhang A 1.3) :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{red.}} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \bigg/ \frac{d\sigma}{d\Omega} \bigg|_{\text{NS}} = A(q^2) + B(q^2) \tan^2 \theta/2 \quad (\text{IV.1})$$

Bei kleinem Viererimpulsübertrag q^2 und kleinem Streuwinkel trägt nur noch die elektrische Streuung maßgebend zum Wirkungsquerschnitt bei (siehe Abb. I.3). Daher wurde für diesen kinematischen Bereich der magnetische Anteil berechnet und subtrahiert. Hierzu wurde der Vierpolfit (Tabelle IV.11. F 1) für den magnetischen, isoskalaren Formfaktor-Verlauf und das HJ-Potential (Tabelle IV.6) für den Wellenfunktion-Anteil verwendet.

Bei größeren q^2 -Werten ($q^2 > 1.5 \text{ fm}^{-2}$) ist der magnetische Anteil so groß, daß $A(q^2)$ und $B(q^2)$ durch Rosenbluth-Plots getrennt bestimmt werden konnte.

Die Daten, insbesondere bei niedrigem q^2 wurden in q^2 -Bins zusammengefaßt. Zur Extrapolation der Daten in einem solchen Bin zu dem zentralen q^2 -Wert wurde der Dipolfit für die Nukleonformfaktoren und das HJ-Potential für den

Wellenfunktions-Anteil verwendet. Die Ergebnisse sind in Tabelle IV.4 zusammengestellt.

q^2 in fm^{-2}	$A(q^2)$	stat. Fehler	$B(q^2)$	stat. Fehler
0.044	0.9358	0.0015		
0.211	0.9450	0.0028		
0.25	0.7101	0.0015		
0.30	0.6659	0.0016		
0.35	0.6220	0.0016		
0.40	0.5911	0.0015		
0.45	0.5548	0.0014		
0.50	0.5247	0.0020		
0.55	0.4972	0.0022		
0.60	0.4662	0.0028		
0.70	0.4198	0.0018		
1.00	0.3103	0.0013		
1.55	0.1911	0.0011	0.0039	0.0004
2.10	0.1241	0.0007	0.0031	0.0002
3.30	0.0539	0.0004	0.0020	0.0001
4.00	0.0355	0.0004	0.0018	0.0001

Tabelle IV.4: Strukturfunktionen $A(q^2)$ und $B(q^2)$ aus der elastischen e-d-Streuung. Für $q^2 \leq 1 \text{ fm}^{-2}$ wurde $A(q^2)$ direkt aus dem Wirkungsquerschnitt bestimmt (magnetischer Anteil des Wirkungsquerschnitts stets kleiner als 1.6 %); für $q > 1.5 \text{ fm}^{-2}$ konnten beide Strukturfunktionen mittels Rosenbluth-Plots bestimmt werden.

IV.1 Analyse der Strukturfunktionen des Deuterons

Elektronen-Streuexperimente am Deuteron geben Aufschluß über die elektromagnetische Struktur der Nukleonen und die Wechselwirkung der Nukleonen untereinander. Beide Effekte können nicht getrennt bestimmt werden.

Die Bestimmung der Nukleon-Formfaktoren ist abhängig von dem Nukleon-Nukleon-Potential und der Behandlung relativistischer Korrekturen. Abbildung IV.1 zeigt das Zusammenwirken der verschiedenen physikalischen Prozesse, die bei der Auswertung der e-d-Streuung zu berücksichtigen sind (GarH 76).

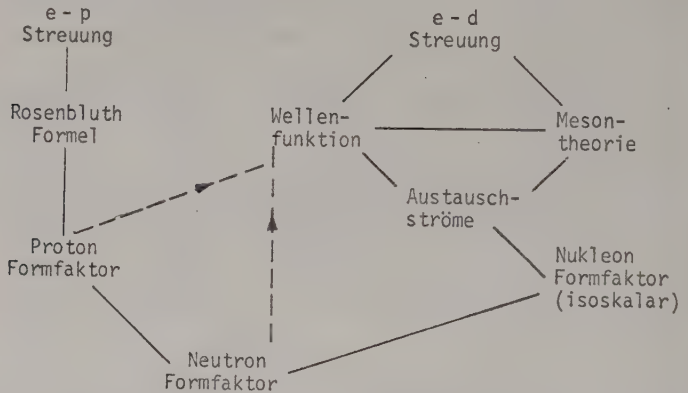


Abb.IV.1 : Zusammenwirken verschiedener physikalischer Prozesse, die bei der Auswertung zu berücksichtigen sind

Bei niedrigem q^2 ist ein Untersuchen des Wellenfunktion-Anteils $C_E(q^2)$ der Strukturfunktion $A(q^2)$ möglich, falls man den elektrischen isoskalaren Nukleonformfaktor $G_{ES}(q^2)$ kennt. Dieser Formfaktor ergibt sich aus der Summe des Proton- und Neutronformfaktors :

$$G_{ES} = (G_{EP} + G_{EN})/2$$

In der Nähe des Photonpunktes ($q^2 = 0$) ist der Protonformfaktor aus der e-p-Streuung und der Anstieg des Neutronformfaktors bei $q^2 = 0$ aus Streuexperimenten thermischer Neutronen an Hüllenelektronen bekannt:

$$\left. \frac{d G_{En}(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} : \begin{array}{l} 0.0193 \pm 0.0004 \text{ (KroR 66)} \\ 0.0189 \pm 0.0004 \text{ (KroR 73)} \\ 0.0199 \pm 0.0003 \text{ (KoeN 76)} \end{array}$$

Daher wurde zunächst der elektrische Teil untersucht, um weitere Erkenntnisse über die Potentiale zu gewinnen.

Ergänzend hierzu wurde die magnetische Streuung untersucht, um zu klären, ob MEC- und IC-Effekte zur Datenbeschreibung notwendig sind. Nach theoretischen Überlegungen ((AreM 74) bewirken sie eine Änderung der Wirkungsquerschnitte bis zu 20 %.

IV.1.1 Untersuchung der Nukleon-Nukleon-Potentiale bei der elektrischen Streuung

In der Nähe des Photonpunktes $q^2 = 0$ wird der Wirkungsquerschnitt allein durch die elektrische Coulomb-Streuung bestimmt (Abbildung I.1.2) und wie folgt berechnet :

$$G_{EC}(q^2) = [A_C(q^2)]^{1/2} = 2 G_{ES}(q^2) C_E(q^2) R(q^2) \quad (IV.2)$$

$C_E(q^2)$	Wellenfunktionsanteil
G_{ES}	isoskalarer Formfaktor
$R(q^2)$	relativistischer Korrektur-Term

Die relativistischen Korrekturen können im kinematischen Bereich dieses Experiments als linear bezüglich q^2 angenommen werden (siehe Abbildung IV.2)

$$R(q^2) = 1 - \delta_r \quad \text{mit} \quad \delta_r = q^2 (8 M_p^2)^{-1}$$

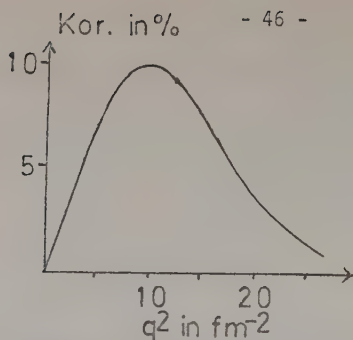


Abb.IV.2 : Relativistische Korrektur in % nach Gross (Gro 66; CasG 67) berechnet mit den Wellenfunktionen nach Hamada-Johnston (HamJ 62)

Um den Wellenfunktions-Anteil in der Nähe des Photonpunktes ($q^2 = 0$) zu bestimmen, wurden die Relativmessungen der elastischen e-d- zur e-p-Streuung ausgewertet. Hierbei mußte nur der Normierungsfehler bezüglich der Massenbelegung ($0.85 \text{ } ^\circ/\text{oo}$) und die Unsicherheit in den Strahlungs-Korrekturen ($1.3 \text{ } ^\circ/\text{oo}$) berücksichtigt werden.

Entwickelt man den Wellenfunktionsanteil $C_E(q^2)$ um $q^2 = 0$, so erhält man

$$C_E(q^2) (1-\delta_r) = C_E(0) [1 - \delta_r - r_{Ed}^2/6 q^2 + \dots] \quad (\text{IV.3})$$

Die Entwicklung der Nukleonformfaktoren lautet

$$\text{für den Neutronformfaktor : } G_{En}(q^2) = a_{n1}q^2 - a_{n2}q^4 + \dots \quad (\text{IV.4})$$

$$\text{für den Protonformfaktor : } G_{Ep}(q^2) = 1 - \frac{1}{6} r_{Ep}^2 q^2 + \dots$$

Die Konvergenz dieser Reihen ist für $C_E(q^2)$ bis $\approx 0.9 \text{ fm}^{-2}$ (Eri 71) und für die Nukleonformfaktoren bis 2 fm^{-2} (siehe Kapitel IV.3) gewährleistet.

Das Verhältnis G_{Ed}/G_{Ep} läßt sich daher durch folgendes Polynom ausdrücken:

$$G_{EC}/G_{EP} = C_E(q^2)(1-\delta_r)(1 + \frac{G_{En}}{G_{EP}}) = 1 - Aq^2 + \lambda_D q^4 + \sum_{k=3}^{\infty} b_k q^{2k} \quad (\text{IV.5})$$

Die einzelnen Konstanten enthalten folgende charakteristische Größen :

$$A = \frac{1}{6} r_d^2 - a_{n1}$$

$$r_d^2 = r_{Ed}^2 + 6 \delta_r; \quad a_{n1} = \frac{dG_{En}(q^2)}{dq^2} \Big|_{q^2=0}$$

Bestimmung von r_d

Beschreibt man die Daten mit dem Polynom (IV.5), so erhält man aus dem Koeffizienten A den mittleren quadratischen Radius r_d , der für das Nukleon-Nukleon-Potential eine charakteristische Größe ist. Zur Bestimmung des Koeffizienten A wurden nur solche Daten ($q^2 \leq 0.6 \text{ fm}^{-2}$) der e-d-Streuung verwendet, deren magnetischer Anteil kleiner als 1 % ist (Kapitel I.1.3). Für diesen q^2 -Bereich ist der Quadrupolanteil so gering, daß insgesamt die Modellabhängigkeit der Subtraktion kleiner als 1 ‰ ist.

Zur Subtraktion des Quadrupol- und des magnetischen Anteils wurde das HJ-Potential und für den isoskalaren Formfaktor der Dipolfit verwendet. Da die Messungen bei gleicher Primärenergie und daher bei geringfügig verschiedenem q^2 durchgeführt wurden, ist die hieraus entstandene Änderung des Proton-Formfaktors G_{Ep} durch den Bestfit (Kapitel IV.4) berücksichtigt worden. Neben den Daten aus der Relativmessung der elastischen e-d- zur e-p-Streuung und den Daten von Monterey (BumB 70, BerB 73) wurde in die Auswertung auch der Datensatz der Messung bei 80 MeV einbezogen, in der nur die e-d-Streuung untersucht wurde, weil die Unsicherheit im Proton-Formfaktor-Verlauf $G_{Ep}(q^2)$ in diesem q^2 -Bereich gering ist (siehe Kapitel IV.3).

Bedingt durch die Vielzahl der Meßpunkte mit kleinen Fehlern waren zur Beschreibung mit dem Polynomfit IV.5, im Gegensatz zu früheren Auswertungen (SchB 72), keine zusätzlichen Annahmen notwendig. Der Wert von A (siehe Tabelle IV.5) änderte sich bei der Erhöhung der freien Parameter nicht wesentlich. Aus der Größe A und dem Anstieg G_{En} bei $q^2 = 0$ wurde der Wert r_d berechnet, der mit früheren Ergebnissen übereinstimmt (Tabelle IV.5).

Grad des Polynoms	A in fm ²	λ_D in fm ⁴	r_d in fm
3	0.6230±0.0030	0.43±0.02	1.9625±0.0047
4	0.6253±0.0043	0.47±0.09	1.9660±0.0068
Schuhmacher et al. (SchB 72)			1.9646±0.0085
Berard et al. (BerB 73)			1.9635±0.0045

Tabelle IV.5: Ergebnis der Anpassungsrechnungen von G_{Ed}/G_{Ep} mit dem Polynom (IV.5). Im Gegensatz zu früheren Auswertungen (SchB 72, BerB 73) sind keine zusätzlichen Annahmen als Nebenbedingung gemacht worden. Zum Vergleich sind die Ergebnisse aus diesen früheren Auswertungen eingetragen.

Vergleich mit den theoretischen Aussagen

Aus verschiedenen Annahmen über das Nukleon-Nukleon-Potential erhält man verschiedene Werte für den mittleren quadratischen Radius r_d , die Bindungsenergie, das Quadrupolmoment und den Anteil der D-Beimischung. Für die einzelnen Modelle wurde der von Arenhövel (Are p) neu berechnete langreichweitige Anteil der Wellenfunktion benutzt und die relativistischen Korrekturen (CasG 67, Gro 66) angebracht. Zum Vergleich wurde die Größe r_d unter Berücksichtigung der Wechselwirkungseffekte MEC und IC berechnet. In Tabelle IV.6 sind die Ergebnisse der theoretischen Berechnungen zusammen mit den gemessenen Daten eingetragen.

Potential	Bindungs- energie	Quadru- pol- moment	D-Beimi- schung	ohne - r_d	mit N^* r_d	+ relat. Korrektur ohne - r_d	mit N^* r_d
	in MeV	in fm ²	in %	in fm	in fm	in fm	in fm
H-J	-2.2691	0.2837	7.02	1.954	1.942	1.963	1.950
BS 3	-2.1842	0.2587	5.45	1.961	1.948	1.969	1.956
RHC	-2.2295	0.2819	6.75	1.961	1.950	1.969	1.958
RSC	-2.2234	0.2796	6.46	1.957	1.949	1.966	1.957
UG 1	-1.9628	0.2809	5.48	2.069	2.058	2.077	2.066
UG 2	-2.2128	0.2795	6.02	1.983	1.973	1.991	1.981
UG 3	-2.5362	0.2616	4.93	1.879	1.865	1.888	1.874
exp. Wert	-2.224644 ^{a)} ± 0.000046	0.2875 ^{b)} c) ± 0.0020		1.9625 ^{d)} ± 0.0047			

Tabelle IV.6 : Nukleon-Nukleon-Potentiale mit den daraus berechneten charakteristischen Größen des Deuterons

H-J : Hamada-Johnston (HamJ 62);

BS 3 : Bryan Scott (BryS 69);

RHC : Reid-Hard-Core (Rei 68);

RCS : Reid-Soft-Core (Rei 68);

UG1

UG2 : Ueda Green (UedG 68)

UG3

a) Noyes (Noy 72), b) Reid und Vaida (ReiV 72); c) neuere Experimente fordern eine geringere D-Beimischung (< 5.5 %) (HugZ 76, PreD 76), d) dieses Experiment.

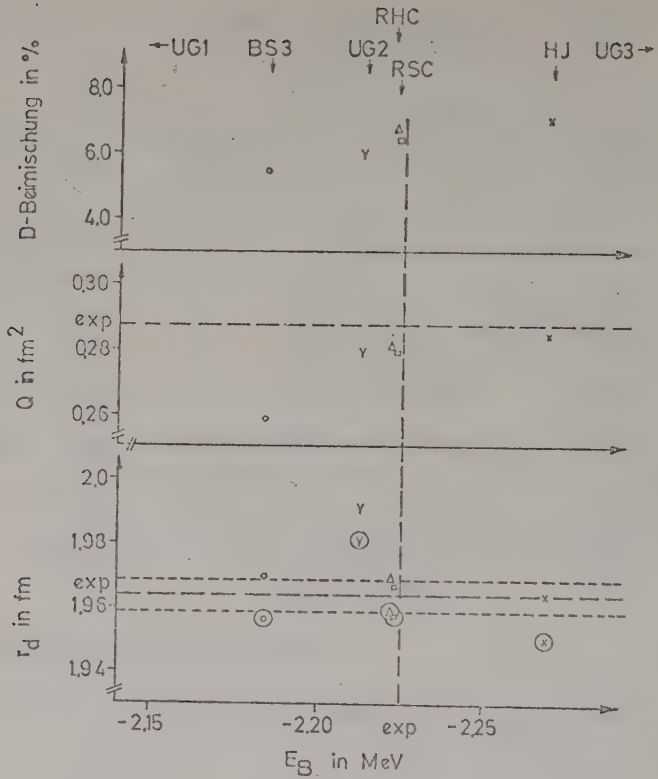


Abb. IV.3: Scattergramm zum Vergleich der experimentell gemessenen mit den aufgrund verschiedener Potentiale berechneten charakteristischen Größen des Deuterons. An der Abszisse ist die Bindungsenergie aufgetragen. Für ein bestimmtes Potential kann man für die daraus resultierende Bindungsenergie E_B an den Ordinaten den mittleren quadratischen Radius r_D , das Quadrupolmoment Q und die D-Beimischung ablesen. Die eingezeichneten Linien entsprechen den experimentell bestimmten Größen. Die Werte sind aus Tabelle IV.6 entnommen. Die mit o gekennzeichneten Werte enthalten IC-Effekte.

Abbildung IV.3 zeigt diese Gegenüberstellung. Man erkennt deutliche eine Modellabhängigkeit. Eine Beschreibung aller Größen innerhalb des experimentellen Fehlers ist für kein Modell möglich. Für die weitere Auswertung wurden die Modelle RHC, RSC und HJ bevorzugt, da sie die experimentellen Werte am besten approximieren.

IV.1.2 Untersuchung der Nukleon-Nukleon-Potentiale bei der magnetischen Streuung

Die Ergebnisse für den magnetischen Anteil des Wirkungsquerschnitts $B(q^2)$ für verschiedene Werte von q^2 sind zusammen mit früheren Messungen (BenD 66, Gro D 66, GanG 72) in Abbildung IV.4 dargestellt. Zur Beschreibung der Daten wurde das RHC-Potential verwendet. Die durchgezogene Linie zeigt die q^2 -Abhängigkeit ohne MEC- und IC-Beiträge, was man als Normalanteil bezeichnet (Fab 75). Als Nukleonformfaktor-Ansatz wurde der Dipolfit in die Rechnung eingesetzt. Die relativistische Korrektur wurde analog zur elektrischen Streuung vorgenommen (siehe IV.1.1). Durch MEC und IC erhält man eine bessere Beschreibung (strich-punktierte Kurve). Da der magnetische, isovektorielle Formfaktor G_{MS} die gleiche q^2 -Abhängigkeit wie der Proton-Formfaktor G_{MP} besitzt (scaling law), (BenD 64, GroD 66, BraH 67), wurde der G_{MP} -Verlauf (siehe Kapitel IV.3) für die Berechnung von $B(q^2)$ verwendet (punktierte Kurve). Dadurch wurde eine bessere Übereinstimmung, besonders zu größeren q^2 -Werten hin erzielt. Die Modellabhängigkeit ist bei den verwendeten Potentialen HJ und RSC so gering (Abbildung IV.5), daß sich hieraus keine wesentliche Änderung für die Beschreibung ergibt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß eine bessere Datenbeschreibung erzielt wird, wenn man die MEC- und IC-Beiträge in der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und den Vierpol-Ansatz für den magnetischen, isoskalaren Formfaktor berücksichtigt. Die IC-Effekte spielen hierbei eine große Rolle, da sie 75 % der Änderung bewirken.

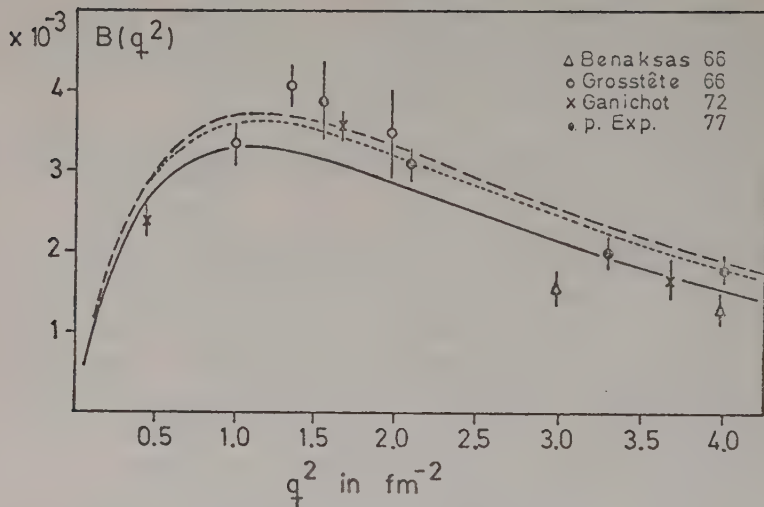


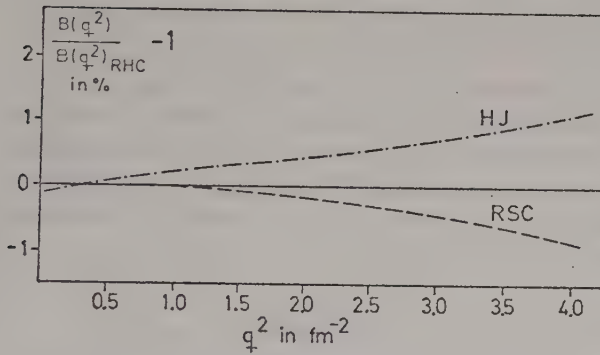
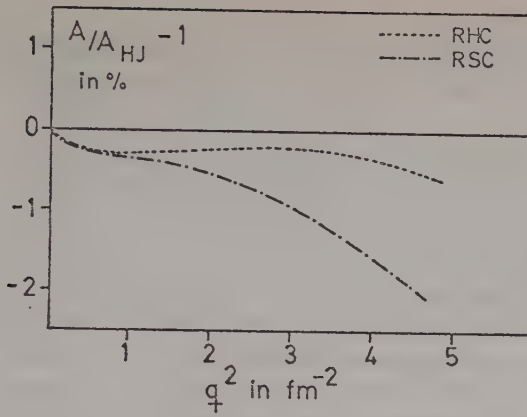
Abb.IV.4 : Ergebnisse des magnetischen Anteils $B(q^2)$ der elastischen e-d-Streuung zusammen mit früheren Messungen (BenD 66, GrosD 66, GanD 72). Zur Beschreibung der Daten wurde das RHC-Potential verwendet.

- Normalanteil und Dipolfit,
- .-.-.- Normalanteil + MEC + IC und Dipolfit
- Normalanteil + MEC + IC und Vierpolfit (F 1, Tab.IV.11)

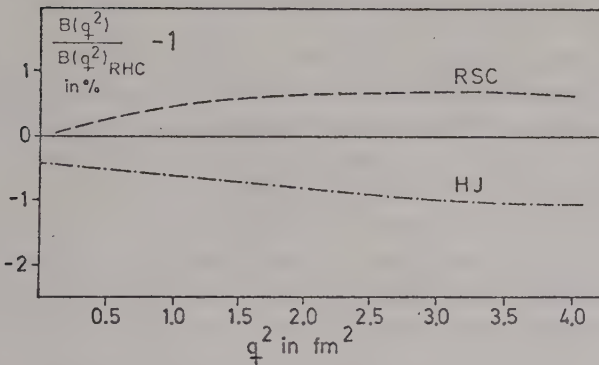
IV.2 Bestimmung der Nukleonformfaktoren aus den experimentellen Daten der e-p- und e-d-Streuung

Für die elastische Streuung hochrelativistischer Elektronen am Proton bzw. Deuteron wurde der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt und den Formfaktoren unter drei grundlegenden Annahmen abgeleitet (Ros 50, Gou 66):

1. die Quantenelektrodynamik ist gültig,
2. der Streuprozess wird durch reine elektromagnetische Wechselwirkung beschrieben,



Normalanteil



Normalanteil
+ MEC + IC

Abbildung IV.5 : Modellabhängigkeit der Strukturfunktionen $A(q^2)$ und $B(q^2)$ aufgrund verschiedener Potentiale. Für $B(q^2)$ wurde die Änderung durch MEC und IC angegeben.

3. die Kopplung zwischen Elektron und Proton bzw. Deuteron erfolgt durch den Austausch eines einzigen virtuellen Photon (1.Born'sche Näherung).

Die Kinematik und eine ausführliche Beschreibung dieser Prozesse sind im Anhang (A.1) zusammengestellt.

Zur Bestimmung der Formfaktoren aus den Daten, die bei verschiedener Kinematik gemessen wurden, gibt es mehrere Methoden. Wenn man die Meßpunkte bei konstantem Viererimpulsübertrag auswertet (Rosenbluth-Plot, Anhang A 1.2), erhält man die Formfaktoren bei diskreten q^2 -Werten. Beschreibt man die Meßpunkte mit Hilfe eines analytischen Ansatzes, gewinnt man den Formfaktor-Verlauf als Funktion von q^2 .

Zur Parametrisierung der q^2 -Abhängigkeit sind Annahmen über den Nukleonformfaktor-Ansatz notwendig, und es können bei der Bestimmung des Formfaktor-Verlaufs Modellabhängigkeiten auftreten. Bei der Beschreibung der Formfaktoren im Rahmen der Dispersionstheorie kann man durch geeignete Wahl der freien Parameter erreichen, daß kein bestimmter Verlauf bevorzugt wird (Kapitel IV.3).

IV.2.1 Bestimmung der Formfaktoren für diskrete q^2 -Werte

IV.2.1.1 Formfaktoren aus der e-p-Streuung mittels Rosenbluth-Plots

Will man die Formfaktoren bei konstantem q^2 mit Rosenbluth-Plots bestimmen, müssen bei den gemessenen Wirkungsquerschnitten hohe elektrische und magnetische Anteile vorliegen. Diese Bedingung kann man durch die Variation des Streuwinkels teilweise erreichen (Kapitel I) und ist in den verfügbaren Daten ab 0.35 fm^{-2} erfüllt (siehe Kompilation).

Um den Einfluß von systematischen und Normierungsfehlern zu reduzieren, wurde eine gemeinsame Auswertung aller bisher gemessener Daten der e-p-Streuung vorgenommen (siehe Komp.).

Bei der Auswertung wurden die Daten HEPL 66 (JanH 66) korrigiert, wobei die neueren Strahlungskorrekturen von Mo und Tsai (MoT 69) einschließlich

der Formel C.11 angebracht wurden. Dies bewirkte eine Änderung der Normierung, jedoch wurde die Streuung der Daten nicht wesentlich reduziert. Mit dieser Korrektur wurde erreicht, daß die Datensätze der neueren Experimente gleiche Strahlungskorrekturen enthalten.

Es besteht zwischen den CEA-Daten (GoiB 70) und den SLAC-Daten (KirB 73) eine Diskrepanz, die durch eine Normierungsänderung nicht zu erklären ist. Da die SLAC-Daten aber mit den DESY-Daten (BarB 73) gut übereinstimmen, wurden sie für die Auswertung dieser Arbeit verwendet.

Zu den Daten von DESY sei vermerkt, daß sie mit zwei unabhängigen Methoden bestimmt wurden. Hierbei wurde das gestreute Elektron und das Rückstoßproton nachgewiesen.

Die Ergebnisse für G_{Ep} und G_{Mp} sind in Tabelle IV.7 aufgelistet und in Abbildung IV.6 und IV.7 dargestellt. Die angegebenen Fehler berechnen sich aus der Fehler-Matrix der Fitroutine (Höhp 76). Der Normierungsfehler verursacht eine zusätzliche Unsicherheit von 0.5 % für die Formfaktoren im q^2 -Bereich bis $q^2 \leq 4 \text{ fm}^{-2}$.

q^2 in fm^{-2}	G_E^P	ΔG_E^P in %	G_M^P	ΔG_M^P in %	G_E^P/G_D	$G_M^P/\mu G_D$	$\mu G_E^P/G_M^P$
0.35	0.960	0.24	2.69	2.8	0.998	1.000	0.998
0.38	0.964	0.30	2.65	2.6	1.000	0.987	1.013
0.44	0.949	0.30	2.67	2.3	0.995	1.01	0.9989
0.59	0.937	0.24	2.52	1.8	0.996	0.965	1.04
0.72	0.921	0.5	2.53	3.9	0.995	1.00	0.994
0.82	0.906	0.6	2.56	3.3	0.990	1.004	0.86
1.00	0.887	0.3	2.52	1.1	0.937	1.00	0.983
1.13	0.880	1.7	2.43	1.7	0.992	0.979	1.007
1.23	0.867	0.3	2.43	0.8	0.983	0.992	0.997
1.44	0.845	0.5	2.43	1.2	0.984	1.01	0.972
1.54	0.843	0.6	2.37	0.8	0.991	0.998	0.993
1.78	0.818	1.1	2.29	2.0	0.987	0.996	0.997
2.0	0.799	0.6	2.25	1.1	0.984	0.992	0.992
3.08	0.709	0.9	2.04	0.6	0.968	0.999	0.970
3.75	0.672	1.3	1.90	0.7	0.976	0.988	0.988
5.01	0.585	3.0	1.73	4.6	0.951	1.01	0.946
7.01	0.466	3.3	1.51	3.4	0.894	1.03	0.864
7.99	0.469	2.9	1.35	2.1	0.969	1.00	0.968
10.1	0.409	1.7	1.13	1.3	0.988	0.980	1.01
15.0	0.294	1.8	0.843	0.8	0.978	1.00	0.976
20.0	0.221	3.2	0.646	1.1	0.973	1.07	0.956
25.4	0.179	3.3	0.501	1.1	1.03	1.03	0.998
30.0	0.140	5.1	0.418	1.1	0.982	1.05	0.936
35.0	0.111	18	0.347	2.0	0.945	1.05	0.895
40.0	0.098	6.6	0.291	1.4	1.00	1.06	0.941
45.0	0.056	18	0.252	1.1	0.677	1.08	0.625
51.4	0.066	9.2	0.204	1.3	0.969	1.06	0.912
61.6	0.052	10	0.154	1.3	0.998	1.06	0.945
77.0	0.025	32	0.109	1.5	0.682	1.07	0.637
133.0	0.014	127	0.041	6.8	0.996	1.02	0.976

Tabelle IV.7: Ergebnisse aus Rosenbluth-Plots (siehe Komp.)

Die Normierung der Datensätze für jedes Labor wurde aus den Anpassungsrechnungen ermittelt (Höhp 76).

Bestimmung von G_E aus Messungen unter kleinem Streuwinkel

Die Formfaktor-Werte bei niedrigem q^2 sind zur Bestimmung des nicht-resonanten Anteils im isovektoriellen Nukleon-Formfaktor wichtig. Um Daten bis nahe dem Photonpunkt ($q^2 = 0$) einzubeziehen, wurden die Messungen im q^2 -Bereich $< 0.35 \text{ fm}^{-2}$ ebenfalls ausgewertet. Da der magnetische Anteil $B(q^2, 0)/A(q^2) < 0.05$ nur wenig zum Wirkungsquerschnitt beiträgt, konnte G_E direkt aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt bestimmt werden.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{NS} \cdot G_E^2(q^2) A(q^2) \cdot \left[1 + \frac{B(q^2, 0)}{A(q^2)} \cdot \frac{G_M^2(q^2)}{G_E^2(q^2)} \right] \quad (\text{IV.6})$$

$$(\text{Notation: } G_M(q^2 = 0) = 1)$$

Zur Subtraktion des magnetischen Anteils wurde das Verhältnis $G_M/G_E = \text{const.}$ gesetzt. Diese Annahmen konnten deshalb gemacht werden, da Untersuchungen dieses Verhältnisses (siehe Komp.) für $q^2 > 0.35 \text{ fm}^{-2}$ auf keine signifikante Abweichungen schließen lassen und spezielle Experimente (HanM 63, TheS 74) innerhalb ihres experimentellen Fehlers keine q^2 -Abhängigkeit ergaben. Nimmt man ein konstantes Verhältnis an, so ist der Fehler durch die Unsicherheiten in G_M/G_E kleiner als 1 % bei der Bestimmung von G_E bis $q^2 = 0.35 \text{ fm}^{-2}$. Die nach dieser Methode bestimmten Formfaktoren wurden in q^2 -Bins zusammengefaßt. Formfaktoren, die bei geringfügig verschiedenem q^2 -Wert innerhalb eines Bins gemessen wurden, sind entsprechend der q^2 -Abhängigkeit des Vierpolfits (F 1, Kapitel IV.3) zum zentralen q^2 -Wert der Bins extrapoliert worden. Die Ergebnisse sind in Tabelle IV.8 zusammengefaßt und in Abbildung V.8 dargestellt.

IV.2.1.2 Bestimmung der Formfaktoren aus der e-d-Streuung

Die Bestimmung der Nukleon-Formfaktoren aus den Strukturfunktionen $A(q^2)$ und $B(q^2)$ des Deuterons ist nicht analog zur Bestimmung der e-p-Streuung durchzuführen. Es ist notwendig, zuerst den Wellenfunktionsanteil zu separieren. Entsprechend den Betrachtungen in Kapitel IV.1 wurden diese Anteile mit dem HJ, RHC und RSC berechnet, wobei auch die relativistischen Korrekturen beachtet wurden. Die Streuung an beiden Nukleonen betrachtet man

q^2 in fm^{-2}	G_E^p	G_E^p/G_D	Fehler in %
0.14	0.9858	1.0010	0.22
0.20	0.9767	0.9982	0.25
0.25	0.9722	0.9990	0.22
0.30	0.9619	0.9938	0.43
0.35	0.9612	0.9984	0.22
0.40	0.9511	0.9945	0.50
0.45	0.9463	0.9936	0.16
0.50	0.9428	0.9952	0.31
0.55	0.9353	0.9925	0.16
0.60	0.9320	0.9932	0.30
0.65	0.9246	0.9930	0.18
0.70	0.9165	0.9882	0.35
0.80	0.9064	0.9877	0.27
0.85	0.9043	0.9906	0.32
0.90	0.9023	0.9935	0.37
1.00	0.8839	0.9835	0.80
1.2	0.8637	0.9799	0.60
1.4	0.8466	0.9815	0.40

Tabelle IV.8: Zusammenfassung der elektrischen Formfaktoren aus der e-p-Streuung unter kleinem Winkel
Messungen am fl. H_2 - und Gas-Target

als kohärent, so daß nur der isoskalare Anteil der elektromagnetischen Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt der e-d-Streuung beiträgt. Der Nukleonformfaktor setzt sich daher aus der Summe des Proton- und Neutronformfaktors zusammen:

$$G_{Ed} = G_{Ep} + G_{En} = 2G_{Es} \quad (\text{IV.7})$$

Die Wellenfunktions-Anteile, die mit verschiedenen Potentialen berechnet wurden, differieren zu größeren q^2 -Werten hin (Abbildung IV.5). Für $q^2 = 4 \text{ fm}^{-2}$ unterscheiden sie sich bis zu 2 %. Daher wurden die Formfaktoren G_{ES} für die Extremfälle HJ und RSC aus der Strukturfunktion $A(q^2)$ bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle IV.9 aufgelistet. Abbildung IV.9 zeigt das Verhältnis $2G_{ES}/G_D$ in Abhängigkeit von q^2 . Man erkennt eine signifikante Abweichung zum Dipolfit. Aus den Formfaktoren G_{ES} und G_{EP} wurde der Neutronformfaktor nach Formel IV.7 berechnet (Tabelle IV.10).

q^2 in fm^{-2}	$2G_{ES}\text{-HJ}$	$2G_{ES}\text{-RSC}$	stat.Fehler	$2G_{ES}\text{-HJ}/G_D$	$2G_{ES}\text{-RSC}/G_D$
0.044	0.9940	0.9944	0.0008	0.9988	0.9992
0.211	0.9765	0.9773	0.0015	0.9992	1.0001
0.25	0.9745	0.9752	0.0010	1.0014	1.0021
0.30	0.9689	0.9699	0.0012	1.0011	1.0021
0.35	0.9610	0.9620	0.0013	0.9983	0.9990
0.40	0.9605	0.9617	0.0012	1.0031	1.0044
0.45	0.9540	0.9551	0.0013	1.0017	1.0028
0.50	0.9502	0.9514	0.0020	1.0030	1.0043
0.55	0.9470	0.9482	0.0023	1.0050	1.0063
0.60	0.9382	0.9395	0.0030	1.0010	1.0024
0.70	0.9307	0.9321	0.0021	1.0035	1.0051
1.00	0.9060	0.9075	0.0021	1.0081	1.0098
1.55	0.8571	0.8589	0.29	1.0090	1.0112
2.10	0.8170	0.8193	0.28	1.0161	1.0189
3.30	0.7335	0.7374	0.37	1.0231	1.0285
4.00	0.6960	0.7013	0.56	1.0349	1.0428

Tabelle IV.9: Formfaktor G_{ES} , der unter Berücksichtigung der Potentiale HJ und RSC für den Wellenfunktionsanteil aus der Strukturfunktion $A(q^2)$ berechnet wurde.

Aus den Relativmessungen der elastischen e-d- zur e-p-Streuung bestimmt man direkt das Verhältnis

$$G_{EP}/2G_{ES} = \frac{1}{2} (1 + G_{EV}/G_{ES}) \quad (\text{IV.8})$$

Der Fehler in diesem Verhältnis ist gering, denn es ist nur eine Unsicherheit in der Bestimmung der Massenbelegung und der Strahlungskorrekturen (siehe Kapitel III.4) zu berücksichtigen. Die Ergebnisse sind in Tabelle IV.10 zusammengestellt.

	q^2 in fm^{-2}	G_{EC}/G_{EP}	$G_{En}\text{-HJ}$	$G_{En}\text{-RSC}$	stat.Fehler
I	0.044	0.9726	- 0.0005	- 0.0002	0.0008
	0.211	0.8850	0.0019	0.0027	0.0015
	0.25	0.8686	0.0045	0.0052	0.0010
	0.30	0.8462	0.0047	0.0057	0.0012
II	0.35	0.8228	0.0025	0.0035	0.0022
	0.40	0.8068	0.0077	0.0087	0.0017
	0.45	0.7865	0.0067	0.0079	0.0023
	0.50	0.7694	0.0085	0.0097	0.0025
	0.55	0.7535	0.0108	0.0120	0.0028
	0.60	0.7339	0.0075	0.0087	0.0039
	0.70	0.7046	0.0106	0.0120	0.0025
	1.00	0.6273	0.0165	0.0181	0.0029
III	1.55		0.0194	0.0212	0.0029
	2.10		0.0258	0.0282	0.0028
	3.30		0.0302	0.0340	0.0037
	4.0		0.0367	0.0420	0.0056

Tabelle IV.10: Elektrischer Neutronformfaktor

- I : aus der Messung bei einer Streuenergie von 80 MeV; für den Protonformfaktor G_{EP} ist der Bestfit (P.2) verwendet worden.
- II : aus den Relativmessungen
- III : $G_{En} = 2 G_{Es} - G_{EP}$; G_{EP} -Verlauf wurde durch Interpretation der Protonformfaktoren im entsprechenden q^2 -Bereich bestimmt.

IV.2.2 Bestimmung des Formfaktorverlaufs

Beschreibt man die Meßpunkte mit Hilfe eines analytischen Formfaktor-Ansatzes, so gewinnt man den Formfaktorverlauf als Funktion des Viererimpulsübertrages q^2 . Die Parameter des Formfaktor-Ansatzes können durch die Beschreibung der Wirkungsquerschnitte direkt aus den Anpassungsrechnungen bestimmt werden. Durch diese Methode kann man die Wirkungsquerschnitte, die in verschiedenen Labors gemessen wurden, gemeinsam beschreiben und den Formfaktorverlauf im Gegensatz zur Auswertung mittels Rosenbluth-Plots in einem Schritt bestimmen. Auch wird durch diese Methode der gesamte kinematische Bereich erfaßt. So konnten beispielsweise in diesem Experiment die e-p-Daten für $q^2 < 0.35 \text{ fm}^{-2}$ in die Auswertung einbezogen werden. Die Parametrisierung der Formfaktor-Ansätze wird in Kapitel IV.3 behandelt.

Anpassungsrechnungen

Die Nukleonformfaktoren wurden aus den verschiedenen Streuexperimenten wie folgt bestimmt :

1. e-p-Streuung $G_p = G_s + G_v$
2. e-d-Streuung $G_{Ed} = 2G_{Es}$
3. $\frac{e-p}{e-d}$ -Streuung $G_{Ep}/G_{Es} = 1 + G_{Ev}/G_{Es}$

Für die Datensätze 2) und 3) wurde der magnetische Anteil subtrahiert und der Wellenfunktionsanteil separiert (Kapitel IV.1).

Um die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren in dieser Analyse zu bestimmen, wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt aus der e-p-Streuung, die isoskalaren Formfaktoren aus der e-d-Streuung und das Verhältnis der Formfaktoren G_{Ep}/G_{Es} gemeinsam ausgewertet. Um einen großen kinematischen Bereich zur Verfügung zu haben, wurden zur Auswertung die neuesten Datensätze anderer Labors einbezogen (s.unten). Diese Daten mußten kleine statistische und systematische Fehler und die gleichen Strahlungskorrektur-Formeln auf-

weisen. Auch wurde auf eine möglichst große Überlappung der einzelnen q^2 -Bereiche geachtet, weil dadurch der Einfluß der systematischen und Normierungsfehler reduziert wurde. Die Modellabhängigkeit der Deuteronwellenfunktionen und die Unsicherheiten in den relativistischen Korrekturen zu größerem q^2 nimmt stark zu (Kapitel IV.1); deshalb wurden aus der e-d-Streuung nur Daten bei kleinem q^2 ($q^2 < 4 \text{ fm}^{-2}$) ausgewählt. Hierdurch vergrößerte sich zwar die Unsicherheit im isovektoriellen Formfaktor, aber es wurde kein bestimmter Formfaktorverlauf bevorzugt.

Hierzu wurden folgende Datensätze verwendet :

e-p-Streuung:

ORSAY 65 (Dud 65), ORSAY 72 (GanG 72), SASKATOON 74 (MurS 74), MAINZ (p.Exp.), BONN 71 (BerB 71), CEA 71 (PriD 71), DESY 73 (BarB 73), SLAC 73 (KirB 73), SLAC 75 (Atw 75).

e-d-Streuung:

MONTEREY 76 (BumB 70), MONTEREY 73 (BerB 73), MAINZ 77 (p.Exp.)

Durch die Beschreibung der Formfaktoren mit einem analytischen Ansatz sind die einzelnen Formfaktorwerte bei verschiedenem q^2 abhängig voneinander. Daher beeinflussen die Daten bei höherem q^2 den Formfaktorverlauf bei niedrigem q^2 . Die Formfaktorwerte bei höherem q^2 sind stärker vom zugrunde gelegten Potential abhängig, was sich zwangsläufig auf den Formfaktorverlauf bei niedrigem q^2 auswirkt. Diese starke Modellabhängigkeit durch die Wahl eines Potentials sind bei den Daten, die aus der quasielastischen e-d-Streuung bei hohem q^2 gewonnen wurden, nicht vorhanden.

Bei den Anpassungsrechnungen wurden daher zur Stabilisierung der Fitroutine die Ergebnisse aus der quasielastischen e-d-Streuung berücksichtigt (BarB 73, HanD 73, AkeK 64, SteB 66, AlbB 68, BudA 68). Da der Anstieg des Neutron-Formfaktors bei $q^2 = 0$ gut bekannt ist (siehe Kapitel IV.1.1), wurde dies als Randbedingung in den Anpassungsrechnungen eingeführt. Jedem Datensatz wurde ein Normierungsfaktor als freier Parameter zugeordnet,

um Unterschiede in der Normierung zu berücksichtigen. Der Normierungsfaktor für den Datensatz DESY 73 wurde auf Eins festgesetzt, da die Daten mit zwei verschiedenen Methoden bestimmt wurden. Hierbei sind die gestreuten Elektronen und Rückstoßprotonen nachgewiesen worden.

IV.3 Analyse der Nukleon-Formfaktoren mit Hilfe von Dispersionsrelationen

Die elektromagnetische Struktur der Nukleonen wird durch die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren beschrieben. Die ersten Ergebnisse zeigten (HofB 58), daß man diese Abhängigkeit mit dem Dipolfit und durch die Annahme des "scaling law" beschreiben kann (Anhang A.5).

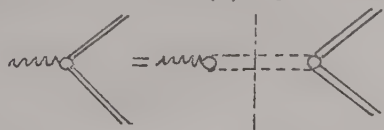
Neue, genauere Messungen, besonders bei hohem Viererimpulsübertrag, zeigen eine deutliche Abweichung (Abbildung IV.6).

Die theoretischen Überlegungen (CheK 58, FedG 58, FraF 60) sagen übereinstimmend aus, daß die Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon über Mesonen erfolgt. Diese physikalischen Prozesse lassen sich gut im Rahmen der Dispersionstheorie beschreiben, da sie Aussagen im raumartigen mit denen im zeitartigen Bereich des Viererimpulsübertrages t ($t = -q^2$) verknüpft. Die Dispersionsrelation für die Sachsformfaktoren lautet :

$$G(t) = \frac{1}{\pi} \int_{t_0}^{\infty} \frac{\text{Im } G(t')}{t' - t} dt' \quad t \in \mathbb{C}$$

Entsprechend der Unitaritätsaussagen läßt sich die Spektralfunktion in Terme von intermediären Zuständen ausdrücken, die nach dem Isospin I geordnet werden und den Drehimpuls des Photons ($J_{\text{Photon}}^P = 1^-$) besitzen (Kapitel I.1).

Die Spektralfunktion $\text{Im } G^V(t)$ ergibt sich als



$$\text{Im } G^V(t) = \alpha(t) F_{\pi}^{*}(t) f_{\perp}^1(t) + \dots$$

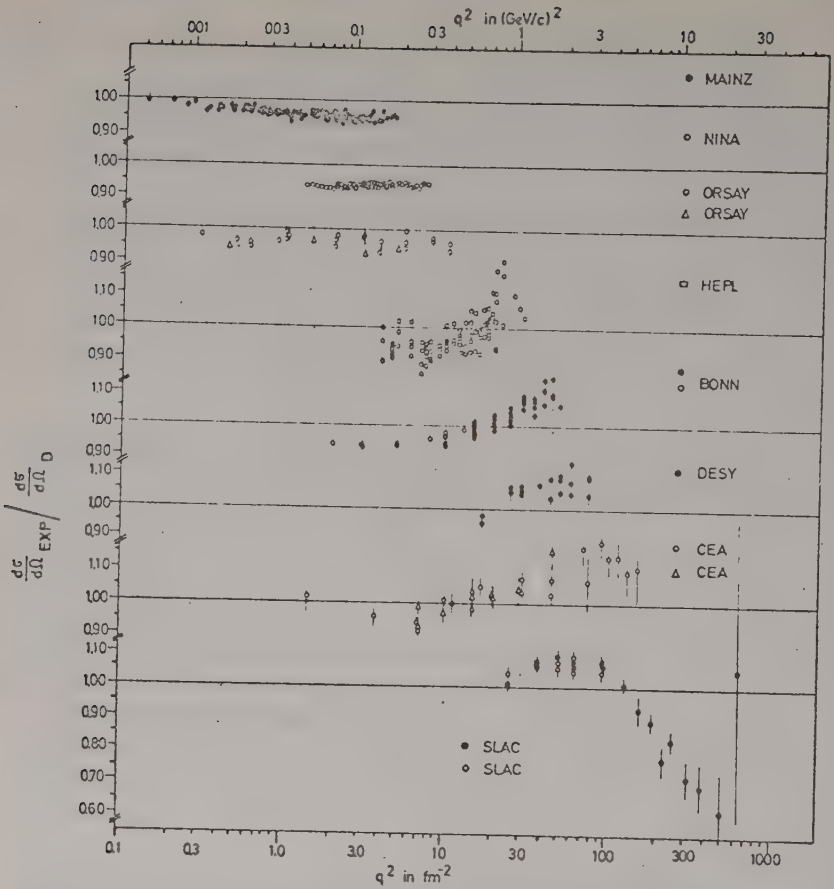


Abbildung IV.6 : Wirkungsquerschnittsverhältnis $\frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d\sigma_{EXP}}{d\Omega}$ in Dipol

Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag. Die Daten der einzelnen Labors wurden getrennt dargestellt.

(Daten siehe Kompilation)

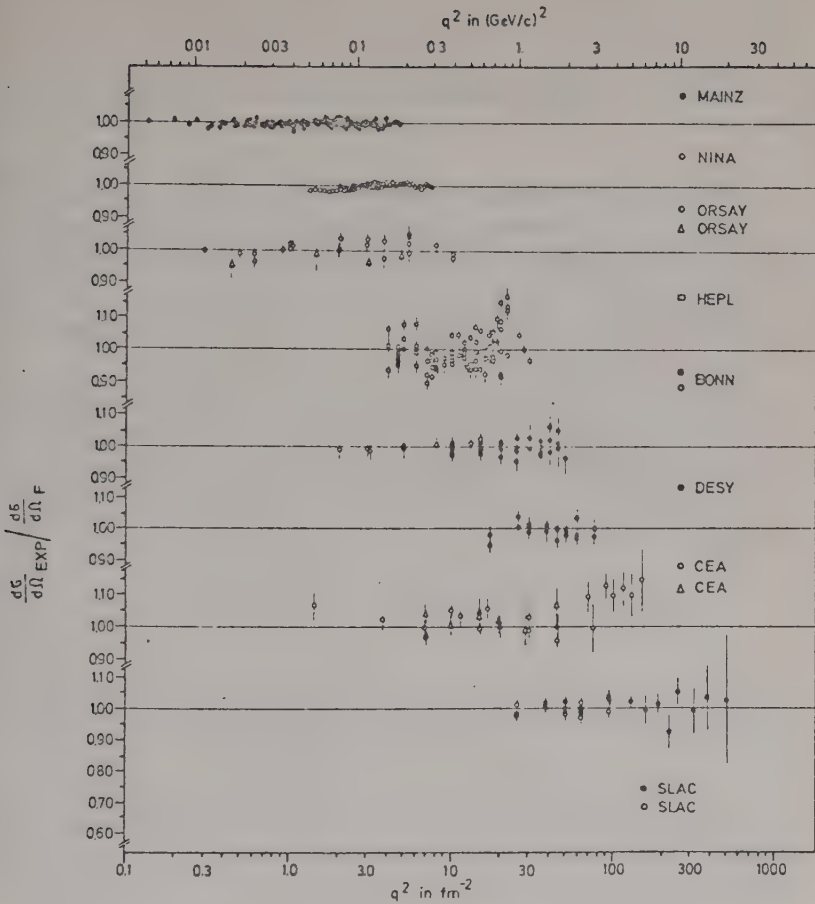


Abbildung IV.7 : Wirkungsquerschnittsverhältnis $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{exp}} / \frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{Vierpol}}$

in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag. Als Ansatz wurde ein Vierpol-Fit für G_{EP} und G_{MP} gewählt.

(Parameter siehe F 1 Tabelle IV.11)

(Daten siehe Kompilation)

d.h. die Spektralfunktion für den Zwei-Pion-Zustand berechnet sich aus dem Produkt des Pion-Formfaktors und der π -N-Streuamplitude für $I = J = 1$. Auf diesen Teil der Spektralfunktion ist man bei kleinem Vierer-Impulsübertrag besonders empfindlich, da man nahe der Schwelle ($t=4 \cdot m_\pi^2$) ist.

Seitherige Messungen konnten in diesem Bereich der Spektralfunktion allein durch den Pion-Formfaktor beschrieben werden, dessen t -Abhängigkeit maßgebend durch den Rho-Peak gekennzeichnet ist. Eine signifikante t -Abhängigkeit der π -N-Amplitude konnte nicht festgestellt werden, so daß man das π -N-Amplituden-Verhalten als konstant annahm.

Daher wurde die Kopplung des virtuellen Photons nur über resonante Zustände (Vektormesonen) betrachtet, um eine gute Beschreibung der Formfaktoren zu erreichen. Die t -Abhängigkeit wird in dieser Näherung durch einen Polansatz mit stark vereinfachten Annahmen (Anhang A.5) beschrieben (Clementel-Villi-Formel)

$$G(q^2) = \sum_i \frac{a_i}{1+q^2/m_i^2} \quad (IV.9)$$

Dieser Ansatz erlaubt keine detaillierte Aussage über die Spektralfunktion der Formfaktoren und die Beiträge nicht-resonanter Pionzustände nahe der Schwelle. Trotzdem erweist es sich als nützlich und für höhere q^2 -Werte ausreichend (HöP 76), die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren mit diesem Ansatz zu beschreiben. Durch seine einfache Parametrisierung ist eine unkomplizierte Anpassungsrechnung und eine einfache Einbeziehung der systematischen- und Normierungsfehler möglich.

Die Daten wurden mit diesem einfachen Ansatz (Formel IV.9) ausgewertet. Es wurde ein Vierpolansatz und außer den bekannten Vektormesonen (ρ , ρ' für $I = 1$; ω , ϕ für $I = 0$) noch weitere Pole verwendet. Die Lage dieser Pole wurde durch die Anpassungsrechnungen ermittelt. Die Trennung in einen isoskalaren und isovektoriellen Anteil wurde nur für die elektrische Streuung vorgenommen, da der isoskalare magnetische Formfaktor aus der e - d -Streuung große Fehler aufwies (Kapitel IV.1). Die Ergebnisse dieser Rechnungen, die unter verschiedenen Gesichtspunkten ausgewertet wurden, sind in Tabelle IV.11 zusammengestellt. Zusätzlich ist das χ^2 pro Meßpunkt (χ^2/N) aufgeführt (getrennt für die Proton- und Neutrondaten).

Fit	Form- faktor	a_1	a_2	a_3	a_4	m_1^2 in fm ⁻²	m_2^2 in fm ⁻²	m_3^2 in fm ⁻²	m_4^2 in fm ⁻²	x_D^2/N	x_n^2/N
F 1	G _{EP}	0.312	1.312	- 0.709	0.085	6.0	15.02	44.08	154.2	0.93	
	G _{NP}	0.694	0.719	- 0.418	0.005	8.5	15.02	44.08	355.4		
F 2	G _{EP}	0.348	1.231	- 0.644	0.065	6.0	15.02	44.08	154.2	0.94	
	G _{NP}	0.708	0.701	- 0.415	0.005	8.5	15.02	44.08	355.4		
F 3	G _{EP}	0.369	1.207	- 0.644	0.068	6.0	15.02	44.08	154.2	0.94	
	G _{NP}	0.996	0.399	- 0.400	0.005	10.0	15.02	44.08	355.4		
F 4	G _{ES}	2.236	- 0.647	- 0.794	0.205	15.75	26.68	41.01	154.2	1.03	1.20
	G _{EV}	0.348	1.266	- 0.659	0.025	5.0	15.02	44.08	154.0		
	G _{NP}	0.505	0.929	- 0.438	0.004	7.0	15.02	44.08	355.4		
	G _{ES}	2.303	- 0.645	- 0.836	0.178	15.75	26.68	41.01	154.2		
F 5	G _{EV}	0.395	1.209	- 0.700	0.096	5.0	15.02	44.08	154.0	1.05	1.24
	G _{NP}	0.502	0.928	- 0.433	0.003	7.0	15.02	44.08	355.4		
	G _{ES}	2.291	- 0.678	- 0.792	0.179	15.75	26.68	41.01	134.2		
F 6	G _{EV}	0.368	1.226	- 0.632	0.038	5.0	15.02	44.08	154.0	1.09	1.24
	G _{NP}	0.4762	0.971	- 0.453	0.066	7.0	15.02	44.08	355.4		
	G _{ES}	2.277	- 0.691	- 0.799	0.213	15.75	26.68	41.01	74.2		
F 7	G _{EV}	0.379	1.153	- 0.656	0.078	5.0	15.02	44.08	154.2	1.13	1.26
	G _{NP}	0.482	0.963	- 0.452	0.007	7.0	15.02	44.08	355.4		
	G _{ES}	2.172	- 0.735	- 0.437		15.75	26.68	41.01			
F 8	G _{EV}	0.382	1.188	- 0.742	0.172	5.0	15.02	44.08	154.2	1.30	1.29
	G _{NP}	0.524	0.907	- 0.436	0.005	7.0	15.02	44.08	355.4		

Tabelle IV.11 : Ergebnisse aus den Anpassungsrechnungen mit einem Polansatz

Zunächst wurden die Daten zur e-p-Streuung ausgewertet, wobei keine Trennung in einen isoskalaren und isovektoriellen Anteil des Formfaktors vorgenommen wurde. Für die Anpassungsrechnung F1 wurde der Anstieg des Proton-Formfaktors $G_{Ep}(q^2)$ auf den Bestfit-Wert (P 2, Kapitel IV.4), der aus einer Datenbeschreibung bei niedrigem q^2 mit einem Polynom bestimmt wurde, durch einen entsprechenden Zusatzterm in der χ^2 -Funktion festgehalten.

In den Anpassungsrechnungen F2 und F3 wurde der Einfluß des systematischen Fehlers dieses Experimentes untersucht. Hierzu wurden die Daten des Experiments innerhalb ihres systematischen Fehlers geändert und dieser Zusatzterm nicht berücksichtigt.

Die Daten anderer Labors konnten nicht entsprechend geändert werden, denn der systematische Fehler ist oft im Normierungsfehler enthalten. Da diese Daten vorwiegend bei höherem q^2 gemessen wurden, haben ihre Fehler nur geringen Einfluß auf den Formfaktor-Verlauf bei niedrigem q^2 . Trotzdem konnte ihr systematischer Fehler in einem bestimmten Maße berücksichtigt werden, da in den Anpassungsrechnungen jedem Datensatz ein freier Parameter als Normierungsfaktor zugeordnet wurde.

Vergleicht man die aus dieser Untersuchung resultierenden Radien (Tabelle IV.12), so ist zu erkennen, daß der Polansatz für den elektrischen Proton-Radius einen größeren Wert bevorzugt, wie es auch die Arbeit (BorP 74) zeigt.

Die Anpassungsrechnungen F 4 und F 5 wurden aus einer Beschreibung der Daten zur e-p- und e-d-Streuung, sowie der Relativmessung der e-d- zur e-p-Streuung gewonnen. Der Fit F 4 unterscheidet sich vom Fit F 5, indem der Anstieg des Neutronformfaktors durch einen Zusatzterm in der χ^2 -Funktion festgehalten wurde.

Die Anpassungsrechnung F 6 wurde dem Fit F 4 entsprechend bestimmt. Hierzu wurden nur Daten aus der e-d-Streuung bis zu einem maximalen q^2 -Wert von 4 fm^{-2} verwendet. Damit der Neutronformfaktor bei höherem q^2 ($q^2 > 4 \text{ fm}^{-2}$) keine beliebigen Werte annimmt, wurde der Wert in den Grenzen 0 ± 0.05 festgehalten. Dies entspricht den Ergebnissen aus den Streuexperimenten bei höherem q^2 einschließlich ihrer Modellabhängigkeit.

In den Anpassungsrechnungen F 7 und F 8 soll anhand der Variation des Parameters m_4^2 für G_{ES} gezeigt werden, daß die Wahl des Parameters für die Beschreibung der Daten nicht kritisch ist. Ändert man diesen Parameter um 50 % (siehe Fit 7), so erhält man keine wesentlich schlechtere Beschreibung der Daten. Trotzdem ist dieser Parameter notwendig, wie die Anpassungsrechnung F 8 zeigt. Hierbei wurde ein 3-Polansatz für G_{ES} verwendet, wodurch sich das $\chi^2/\text{Meßpunkt}$ wesentlich erhöhte.

Bei der Untersuchung der Formfaktoren G_{EV} , G_{EP} und G_{MP} zeigte sich ebenfalls, daß mit dem Vierpolansatz eine optimale Beschreibung möglich ist. Dieser Ansatz legt keinen bestimmten Formfaktorverlauf fest. Die unterschiedlichen Ergebnisse der Anpassungsrechnungen sind vorwiegend von der Auswahl der Daten abhängig.

In Abbildung IV.8 sind die Formfaktoren G_{EP} und G_{MP} aus den Rosenbluth-Plots und die Ergebnisse der Anpassungsrechnung gegenüber gestellt. Man erkennt eine gute Übereinstimmung bis zu hohen q^2 -Werten. In einzelnen Bereichen deutet sich eine systematische Abweichung an, was auf die eingeschränkte Datenauswahl der Rosenbluth-Plots zurückzuführen ist. Abbildung IV.7 zeigt den Vergleich der gemessenen mit den nach Fit F 1 berechneten Wirkungsquerschnitten; man erkennt eine gute Übereinstimmung für alle q^2 -Werte.

Für den isoskalaren Formfaktor stellt der Polansatz eine gute Approximation der Spektralfunktion dar, da insbesondere der niedrigste resonante Zustand (ω -Vektormeson) eine relativ geringe Breite (10 MeV) besitzt. Es gibt auch keinen theoretischen und experimentellen Hinweis dafür, daß unterhalb des ω -Peaks ein Beitrag eines nicht-resonanten Drei-Pion-Zustandes zu erwarten ist (Höhp 76), was sich auch bei der Beschreibung des isoskalaren Formfaktors in der Anpassungsrechnung bestätigte.

In diesem einfachen Modell zeigt sich aber, daß für den isovektoriellen Formfaktor G_{EV} ein zusätzlicher Pol in der Nähe der Schwelle ($t_0 = 4m_\pi^2 \approx 2 \text{ fm}^{-2}$) eingeführt werden muß, um eine gute Daten-Beschreibung zu erzielen. Jedoch kann dieser Pol zwischen Schwelle und ρ -Meson nicht einem weiteren Vektormeson zugeordnet werden. In diesem Bereich sind höchstens Beiträge nicht-resonanter Pion-Zustände zu erwarten. Dieser Ansatz kann aber keine

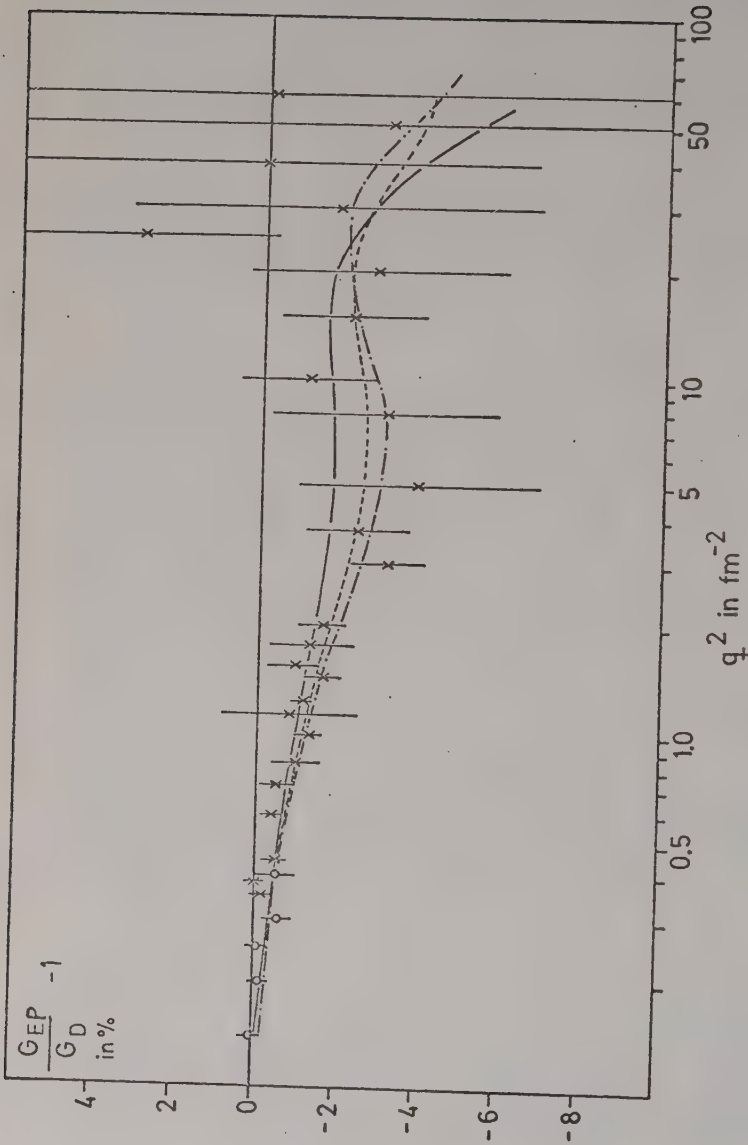


Abbildung IV.8 a: Verhältnis G_{EP}/G_D in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag

Daten: * aus Tabelle IV.7; o aus Tabelle IV.8;

Kurven: - - - - - F 1; - · - · - F 2; ——— F 7 (Parameter s. Tabelle IV.11)

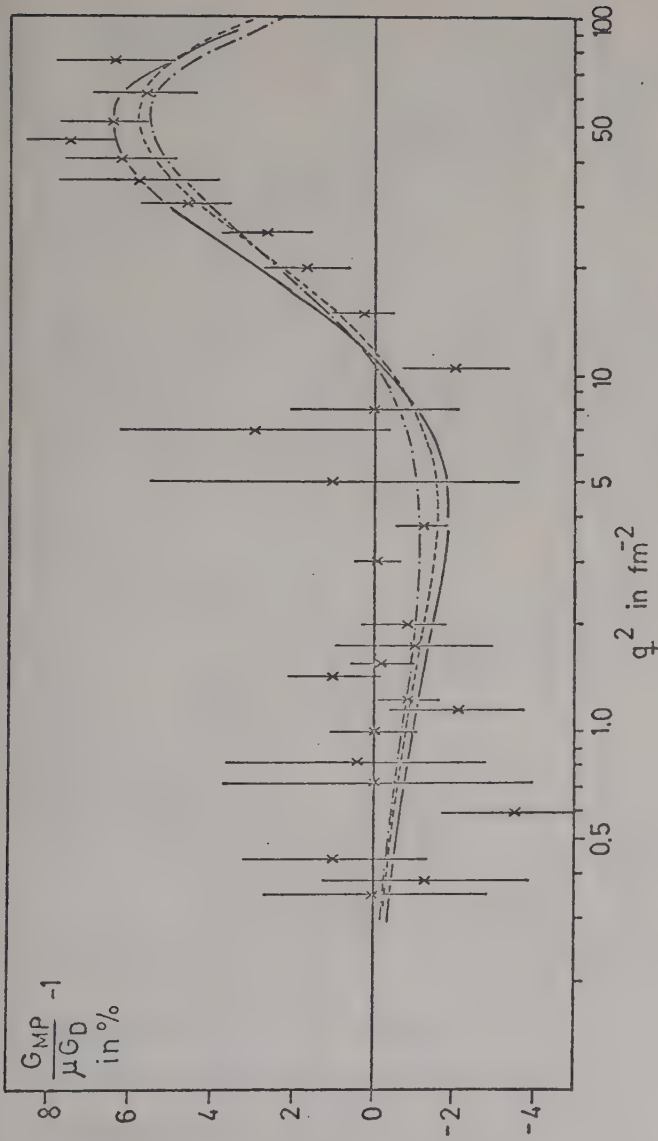


Abbildung IV.8 b): Verhältnis G_{MP}/μ_{GD} in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag

Daten : * aus Tabelle IV.7

Kurven : - - - - F 1; -.-.-.- F 3; ——— F 6; (Parameter s. Tabelle IV.11)

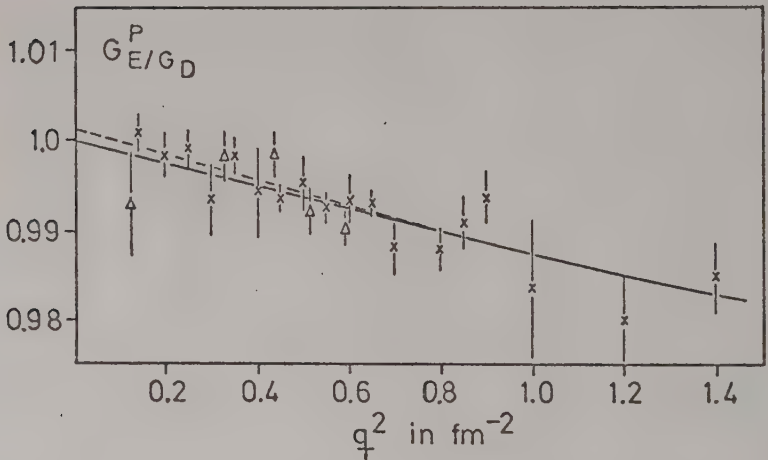
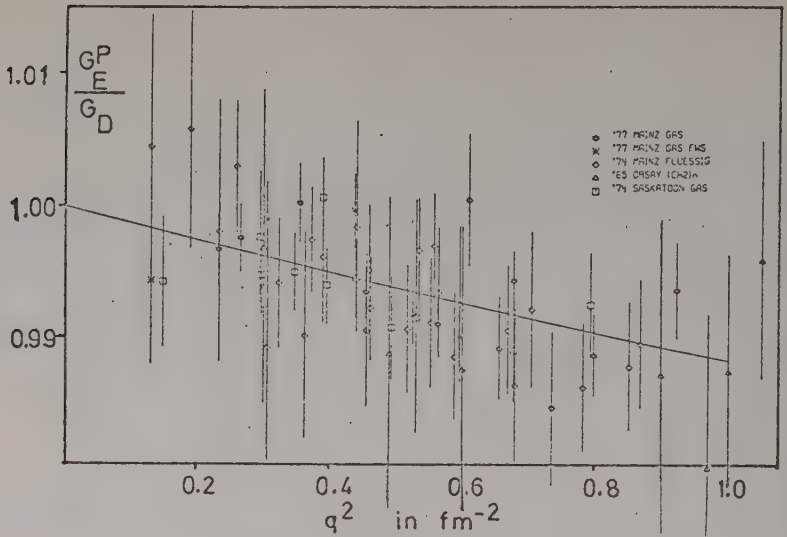


Abbildung IV.c) : Verhältnis G_{Ep}/G_D in Abhängigkeit vom Viererimpuls-Übertrag.

In der unteren Abbildung sind die Daten des Experiments

x in q^2 -Bins zusammengefaßte Daten (s.Tabelle IV.9)

Δ mit dem Gastarget und dem Festwinkelspektrometer gewonnene Daten

Kurven: — P 1, - - - P 2 (Parameter s.Kap.IV.4)

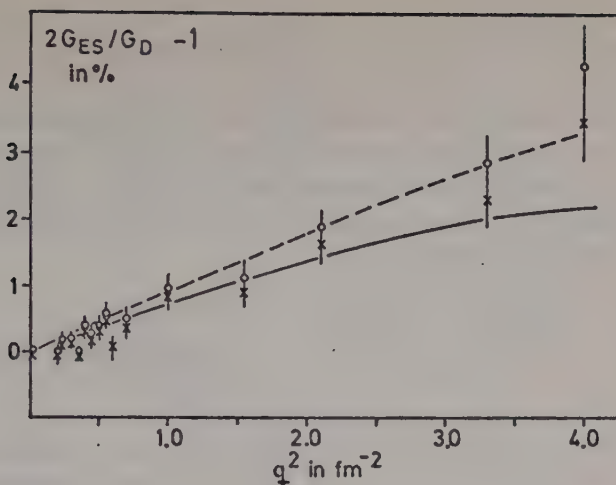


Abbildung IV.9: Verhältnis G_{ES}/G_D in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag. Der Abstand zwischen den Symbolen gibt die Modellabhängigkeit an.
Daten: Tabelle IV.9; Kurven: ----- F 8, — F 6 (s.Tab.IV.11)

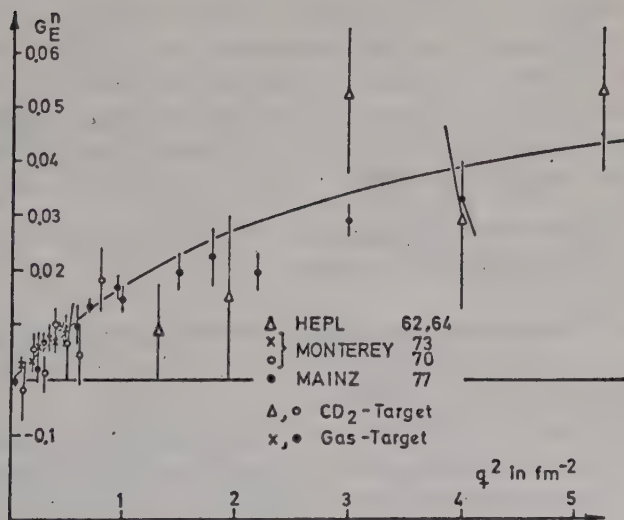


Abbildung IV.10: Elektrischer Formfaktor des Neutrons - eingezeichnete Kurve F 8 (Höhp 76)

Aussage über den Verlauf der Spektralfunktion machen.

Zur Untersuchung der t -Abhängigkeit der Spektralfunktion nahe der Schwelle wurde deshalb eine analytische Fortsetzung vom raumartigen in den zeitartigen Bereich des Viererimpulsübertrages über eine konforme Abbildung der oberen Hälfte der t -Ebene in das Innere des Einheitskreises vorgenommen (Pie 72, Höh 76).

$$Z(t) = \frac{\alpha - \sqrt{t_0 - t}}{\alpha + \sqrt{t_0 - t}} \quad \alpha \quad \text{Konstante} \quad (IV.10)$$

$$t_0 = 4 m_\pi^2 \quad \text{Schwellenwert des Zwei-Pion-Zustandes}$$

Damit der Ursprung der Z -Ebene dem Mittelwert des Datenbereiches entspricht ($t = 77 m_\pi^2$), wurde für $\alpha = 9 m_\pi$ gewählt. Für den niedrigsten isovektoriellen Zustand ist der Schwellenwert $t_0 = 4 m_\pi^2$.

In dem gewählten Ansatz (siehe Anhang A.5) wird neben der Breite und Lage des ρ -Peaks der nicht-resonante Anteil durch ein Polynom bzw. eine logarithmische Singularität nahe der Schwelle berücksichtigt.

Abbildung IV.11 zeigt die Bestfit-Spektralfunktion. Zum Vergleich ist der ρ -Peak eingezeichnet. Man erkennt eine Abweichung dieser beiden Verteilungen besonders in der Nähe der Schwelle. Um diese Abweichung zu verdeutlichen, wurde in Abbildung IV.12 die Spektralfunktion $\text{Im}G(t)$ durch t^2 dividiert. Diese Darstellung ist nicht nur eine bessere Veranschaulichung der Daten, sondern das Integral $\int \frac{\text{Im}G(t')}{t'^2} dt'$ entspricht auch dem mittleren qua-

dratischen Radius und man erkennt den Anteil der Flächen, der maßgebend zum Wert dieser Größe beiträgt.

Diese Spektralfunktionen ergeben sich aus verschiedenen Möglichkeiten der Parametrisierung. Zum Vergleich ist der ρ -Peak eingezeichnet. Die starke Oberhöhung nahe der Schwelle weist auf einen deutlichen Beitrag des nicht-resonanten Zwei-Pion-Zustandes hin. Berechnungen von Höhler et al. (HöhP 75 und 76) zeigen, daß dieser Beitrag nicht durch die Beschreibung der Pion-Nukleon-Streuamplitude in niedrigster Ordnung erklärt werden kann.

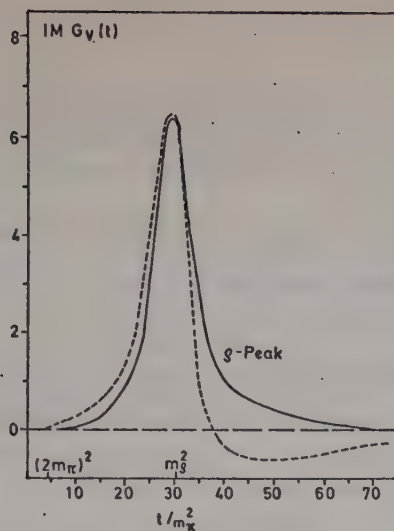


Abbildung IV.11 : Bestfit-Spektralfunktion, gewonnen aus der Extrapolation des Formfaktors G_{EV} vom raumartigen in den zeitartigen Bereich. Zum Vergleich ist der ρ -Peak eingezeichnet.

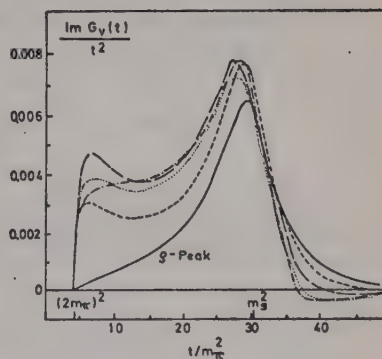
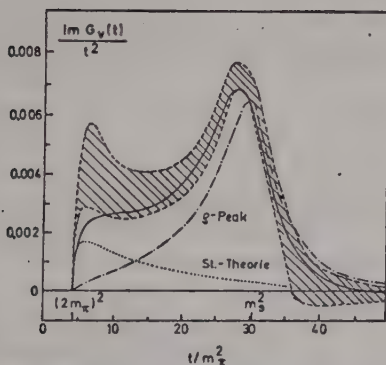


Abbildung IV.12 a) und b) : Spektralfunktion dividiert durch t^2

Abb. a):

Vergleich der vom raumartigen Bereich extrapolierten mit der berechneten (—) (Höhp 76) Spektralfunktion. Das schraffierte Gebiet gibt die Unsicherheit der Extrapolation an.

Abb. b):

Modellabhängigkeit der Extrapolation

----- $\alpha = 12 m_\pi$; $\alpha = 7 m_\pi$;

-.-.- $\alpha = 9 m_\pi + G_{V2}(z)$ (s. Anhang A.5)

Es ist notwendig, höhere Terme der Störungsrechnung, insbesondere den Nukleon-Born-Term in die Auswertung einzubeziehen, der in der Spektralfunktion zu einer logarithmischen Singularität nahe der Schwelle

($t = 4 m_\pi^2 - \frac{m_\pi^4}{M^2} = 3.98 m_\pi^2$) führt. Dieser Term spielt bei der Pion-Nukleon-Wechselwirkung eine wichtige Rolle, wie es Pion-Produktions-Experimente zeigen (Bor-77).

In Abbildung IV.12 wird die von Höhler berechnete Spektralfunktion mit der vom raumartigen Bereich extrapolierten Spektralfunktion verglichen. Das schraffierte Gebiet gibt die Abhängigkeit von der Parametrisierung und die Unsicherheit durch den experimentellen Fehler an. Dieser Bereich stimmt gut mit der berechneten Spektralfunktion überein.

IV.4 Bestimmung der rms-Radien

Eine der wichtigsten Größen, die aus Elektronen-Streuexperimenten bei kleinem Viererimpulsübertrag q^2 gewonnen wird, ist der mittlere quadratische Radius (rms-Radius). Er kann aus der Steigung des analytischen Formfaktor-Verlaufs $G(q^2)$ bei $q^2 = 0$ berechnet werden:

$$(\text{rms})^2 = - \frac{6}{G(q^2=0)} \left. \frac{dG(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} \quad (\text{IV.11})$$

Diese Bestimmung ist an die Parametrisierung und damit an das zugrunde gelegte Modell für $G(q^2)$ gebunden.

Im folgenden wird gezeigt, daß die Bestimmung des elektrischen rms-Radius des Protons unter geeigneten Bedingungen weitgehend modellunabhängig aus den Daten bestimmt werden kann. Für kleine Werte von q^2 gilt $q_{\text{Lab}}^2 = q^2$, so daß sich der Formfaktor aus der Fourier-Transformierten der radialsymmetrischen Verteilung der Ladung wie folgt berechnen läßt:

$$G(q^2) = \int \rho(r) e^{-\vec{q} \cdot \vec{r}} d^3r \quad (\text{IV.12})$$

Die Entwicklung des Fourier-Integrals um $q^2 = 0$ in einer Taylor-Reihe ergibt folgende Beziehung:

$$G(q^2) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{1}{(2n+1)!} \langle r^{2n} \rangle q^{2n} \quad (\text{IV.13})$$

mit $\langle r^{2n} \rangle = \int \rho(r) r^{2n} 4\pi dr$ (Notation $\int \rho(r) r^2 4\pi dr = 1$)

Das zweite Moment der Ladungsverteilung (i.e. $n = 1$) entspricht dem mittleren quadratischen Radius. Formal kann man den Formfaktor selbst um $q^2 = 0$ als Taylor-Reihe darstellen :

$$G(q^2) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{q^{2n}}{n!} \left. \frac{dG(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} \quad (\text{IV.14})$$

(Notation $G(q^2 = 0) = 1$)

Ein Vergleich der Reihen (IV.13) und (IV.14) zeigt den Zusammenhang zwischen dem zweiten Moment der Ladungsverteilung und der Steigung des Formfaktor-Verlaufs. Zur Bestimmung des rms-Radius aus den experimentellen Daten bei kleinem q^2 genügt es, die Koeffizienten des Polynoms (IV.15) aus den Anpassungsrechnungen zu ermitteln

$$G(q^2) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n q^{2n} \quad (\text{IV.15})$$

Diese Bestimmung des rms-Radius ist somit modellunabhängig. Jedoch ist es notwendig, den Gültigkeitsbereich dieser Reihen-Entwicklung zu untersuchen. Auch der Grad des Polynoms (IV.15) ist abzuschätzen, da nur eine endliche Zahl von Koeffizienten aus den experimentellen Daten gewonnen werden kann. Die Anzahl dieser Parameter kann man nicht allein durch den χ^2 -Test festlegen, da sich zwangsläufig durch die Vernachlässigung höherer Terme ein falscher Wert für den zweiten Koeffizienten, d.h. für den rms-Radius ergeben kann.

Für die Taylor-Reihe (IV.14, IV.15) ist der maximale Wert von $|q^2|$ durch die niedrigste Schwelle t_0 im zeitartigen Bereich des Viererimpulsübertrages gegeben (i.e. $|q^2| < t_0$). In diesem Falle liegt die niedrigste

Schwelle $t_0 \approx 4 \frac{m^2}{\pi} \sim 2 \text{ fm}^{-2}$.

Ein gutes Konvergenzverhalten ist durch folgende Bedingungen gewährleistet:

$$\frac{a_n}{a_{n+1}} \leq F(n) < 1 \quad (\text{monoton fallend}) \quad (\text{IV.16})$$

$$\int_{t_0}^{\infty} |\text{Im } G(t)|^2 dt < S < \infty \quad (\text{IV.17})$$

Eine Abschätzung der Größe $F(n)$ wurde mittels einer vorgegebenen Verteilung von $\rho(r)$ vorgenommen (siehe Tabelle IV.12).

Formfaktor $G(q^2)$	Ladungsverteilung $\rho(r)$	$(2n^k \text{ Moment})^{2n}$ $\langle r^{2n} \rangle$
Gauß $e^{-q^2/2m^2}$	Gauß $\frac{m^3}{(2\pi)^{3/2}} e^{-m^2 r^2/2}$	$\frac{2n+1}{3} \langle r^2 \rangle \langle r^{2n-1} \rangle$
Dipol $\frac{1}{(1+q^2/m^2)^2}$	Exponential $\frac{m^3}{8\pi} e^{-mr}$	$\frac{(n+1)(2n+1)}{6} \langle r^2 \rangle \langle r^{2n-2} \rangle$
Monopol $\frac{1}{(1+q^2/m^2)}$	Yukawa $\frac{m^2}{4\pi r} e^{-mr}$	$\frac{n(2n+1)}{3} \langle r^2 \rangle \langle r^{2n-2} \rangle$

Tabelle IV.12: Zusammenhang: Formfaktor-Ladungsverteilung und den Momenten
(Notation $\int \rho(r) 4\pi r^2 dr = 1$)

Es zeigte sich, daß die Bedingung (IV.16) für verschiedene realistische Modelle von $\rho(r)$ gut erfüllt ist. Da die Spektralfunktion $\text{Im}G(t)$ in der Nähe der Schwelle keine Oszillationen aufweist (siehe Kapitel IV.3) (HöHP 76), kann eine Beschreibung der Formfaktoren stets mit einer endlichen Anzahl von Yukawa-Verteilungen vorgenommen werden, so daß die Bedingungen (IV.16) und (IV.17) auch bei zusammengesetzten Verteilungen erfüllt sind.

Bei früheren Auswertungen (DriH 62, LeHT 62, FreB 66) reichte es aus, die Daten bei niedrigem $q^2 (q^2 < 2 \text{ fm}^{-2})$ mit einem Polynom ersten Grades (Gera-

raden-Fit) zu beschreiben. Nach dem χ^2 -Test gab es keinen signifikanten Beweis dafür, daß der Koeffizient a_2 (Formel IV.15) für die Beschreibung der Daten notwendig ist.

Nimmt man eine Ladungsverteilung an, so sind die Parameter a_1 und a_2 nicht unabhängig voneinander (s. Formel IV.13 und Tabelle IV.12). Bedingt durch diese Abhängigkeit ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen den Parametern :

$\text{rms} = 0.8 \text{ fm}$	$a_1 = 0.107 \text{ fm}^2$	Beitrag zum Formfaktor 0.6 bis 1.2 %
0.9 fm	0.135 fm^2	

Diese Beiträge sind in der Größenordnung der experimentellen Fehler und dürfen daher nicht vernachlässigt werden. Die dadurch bedingte Änderung der Fitkurve hat auf den rms-Wert einen starken Einfluß, aber nicht auf die Normierungsgröße a_0 (Gleichung IV.15). Um dies zu verdeutlichen, wurden Pseudo-Daten nach dem Dipolfit berechnet und in Abständen von 0.05 fm^{-2} mit einem Zufallsgenerator statistisch gestreut (Varianz: 0.5 %). Sie wurden in verschiedenen q^2 -Bereichen um $q^2 = 0$ angepaßt; Tabelle IV.13 zeigt das Ergebnis. Man erkennt, daß der Geradenfit einen zu kleinen Wert für den rms-Radius liefert, was auch noch auf einen q^2 -Bereich von 0.1 bis 0.4 fm^{-2} zutrifft. - Das Polynom zweiten Grades liefert für den jeweils betrachteten q^2 -Bereich stets den Wert des Dipolfit für den rms-Radius, wenn der statistische Fehler etwa 0.5 % beträgt. Für die Auswertung wurde die obere Grenze des q^2 -Bereiches auf 1.4 fm^{-2} gesetzt, so daß der q^6 -Term (a_3) stets kleiner als 0.3 % ist.

q ² -Bereich in fm ⁻²	Fit ohne q ⁴ -Term		Fit mit q ⁴ -Term	
	a ₀	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ in fm	a ₀	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ in fm
0.1 bis 0.4	1.000	0.80	1.000	0.81
0.1 bis 0.8	0.999	0.78	1.000	0.81
0.1 bis 1.2	0.997	0.77	1.000	0.81
0.1 bis 1.6	0.996	0.76	1.000	0.81

Tabelle IV.13: Ergebnisse der Anpassungsrechnung nach Gleichung (IV.15).
Hierzu wurden Pseudodaten, die nach dem Dipol-Fit berechnet wurden, verwendet (rms-Radius (Dipol-Fit $\langle r^2 \rangle_D^{1/2}$ = 0.81 fm).

Die Beschreibung der e-p-Daten aus Tabelle IV.8 und der Datensätze von MONTEREY (MurS 74) und ORSAY (Dud 65) bei niedrigem Viererimpulsübertrag wurde mit einem Polynom zweiten Grades vorgenommen. In den Anpassungsrechnungen wurden folgende χ^2 -Funktionen minimiert :

$$\chi_L^2 = \sum_L \left\{ \left| \sum_i \frac{G_{EP_i}^{\text{exp}} - f_{\text{Norm}_L} P(q_i^2)}{\Delta G_{EP_i}^{\text{exp}}} \right|^2 + \left(\frac{1 - f_{\text{Norm}_L}}{\Delta f_{\text{Norm}_L}} \right)^2 \frac{M_{\text{ges}}}{M_L} \right\} \quad (\text{IV.18})$$

M_L Anzahl der Datenpunkte des Datensatzes L von jedem Labor
 $M_{\text{ges}} = \sum_L M_L$

f_{Norm_L} Normierungsfaktor für jeden Datensatz L

Δf_{Norm_L} exp. Normierungsfehler

Für die Bestimmung des Polynomfits P_1 wurde der Normierungsfehler für den Datensatz dieses Experiments auf den Wert 1 festgesetzt ($f_{\text{Norm}_{\text{Mainz}}} = 1$).

Für den Fit P_2 wurde dieser Faktor als freier Parameter in den Anpassungsrechnungen behandelt

$$\begin{array}{llll} P_1 = a_0 = 1 & a_2 = -0.122 & \text{fm}^2 & a_3 = 0.0098 \text{ fm}^4 \\ P_2 = a_0 = 1.014 & a_2 = -0.124 & \text{fm}^2 & a_3 = 0.0102 \text{ fm}^4 \end{array}$$

Abbildung IV.8 c) zeigt die Formfaktoren in Relation zum Dipolfit. Die Kurven entsprechen dem Formfaktorverlauf der Polynomfits P_1 und P_2 .

Die Bestimmung des mittleren quadratischen Radius des Deuterons wurde analog vorgenommen. Berücksichtigt man die Ladungsverteilung der einzelnen Nukleonen, erhält man folgenden mittleren quadratischen Radius:

$$r_{\text{ch}}^2 = r_d^2 + r_p^2 - 6a_{n1} \quad a_{n1} = \left. \frac{dG_{\text{En}}(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0}$$

Für $r_p = (0.862 \pm 0.012) \text{ fm}$, $a_{n1} = 0.0195 \text{ fm}^2$, $r_d = (1.9625 \pm 0.0047) \text{ fm}$ erhält man den Wert $r_{\text{ch}} = (2.116 \pm 0.006) \text{ fm}$.

Die entsprechenden Werte für den mittleren quadratischen Radius, die nach Formel IV.11 berechnet wurden, sind in Tabelle IV.14 zusammengestellt. Die Ansätze für die Formfaktoren sind aus Tabelle IV.11 entnommen.

Fit	$\langle r_{\text{ES}}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{\text{EV}}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{\text{EP}}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_{\text{MP}}^2 \rangle^{1/2}$	$\left. \frac{dG_{\text{En}}}{dq^2} \right _{q^2=0}$
	in fm	in fm	in fm	in fm	in fm ²
F 1			0.862	0.849	
F 2			0.869	0.851	
F 3			0.875	0.838	
F 4	0.773	0.915	0.847	0.863	0.0200
F 5	0.786	0.930	0.861	0.861	0.0246
F 6	0.783	0.920	0.854	0.857	0.0196
F 7	0.783	0.921	0.854	0.858	0.0196
F 8	0.773	0.916	0.848	0.867	0.0201
P 1			0.857		
P 2			0.862		
H	0.767	0.906	0.836	0.843	0.0195
D	0.812	0.812	0.812	0.812	0.0

Tabelle IV.14:

Zusammenstellung des mittleren quadratischen Radius. Die Ansätze F 1 bis F 8 entsprechen einem Polansatz und die Werte für die einzelnen Parameter sind aus Tabelle IV.11 entnommen. Die Ansätze P 1 und P 2 entsprechen einem Polynom zweiten Grades. Die Parameter wurden aus einer Beschreibung der Formfaktoren G_{EP} bei niedrigem q^2 bestimmt. Die Werte H sind aus der berechneten Spektralfunktion berechnet worden (HöHP 76). Das Ergebnis D berechnet sich aus dem Dipolfit und unter der Annahme des scaling law.

V. Inelastische Elektron- und Deuteron-Streuung

Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte zur inelastischen e-d-Streuung wurden mit dem 180° -Spektrometer bei Streuenergien zwischen 80 und 300 MeV und bei Streuwinkeln zwischen 30° und 160° gemessen. Für die Messungen bei konstanter Primärenergie und konstantem Streuwinkel wurde das Magnetfeld schrittweise geändert (siehe Kapitel III.3.1.4) um das gesamte inelastische Spektrum zu erhalten. Hierbei erstreckte sich der untersuchte Energieübertrag bis zu 120 MeV, was einer Relativenergie E_{np} zwischen dem auslaufenden Proton und Neutron von 80 MeV entspricht. Für die Messungen wurde ein Flüssig-D₂-Target benutzt und das Festwinkelspektrometer als Targetdicke-Monitor eingesetzt. Um den Untergrundanteil und damit die Fehler in der Untergrund-Subtraktion klein zu halten, wurden Messungen bei größeren Streuwinkeln bevorzugt. Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in der Kompilation zusammengestellt.

Die Form des inelastischen Spektrums der gestreuten Elektronen vermittelt wichtige Hinweise über den Prozeß der Elektrodintegration des Deuterons. Daher wurde zunächst eine qualitative Untersuchung der gemessenen Spektren vorgenommen, um ihre charakteristischen Eigenschaften unter verschiedenen kinematischen Bedingungen zu erklären. Für den quantitativen Vergleich mit der Theorie wurden Strahlungskorrekturen angebracht und eine Beschreibung bis zu hohen Anregungsenergien vorgenommen. Um die Impuls-Abhängigkeit zu untersuchen, wurden Spektren ausgewertet, die bei niedrigen Anregungsenergien und bei verschiedenen Streu-Energien und -Winkeln gewonnen wurden. Hierbei konnte erreicht werden, den longitudinalen vom transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts zu trennen und sie einzeln mit der Theorie zu vergleichen. Dies ermöglichte auch, verschiedene Potentiale zu testen, da ihre Werte sich bei niedriger Anregungsenergie im transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts unterscheiden.

Abbildung V.1 zeigt ein typisches, gemessenes Spektrum, das bei einer Streuenergie von 298.87 MeV und einem Streuwinkel von $\theta_e = 90^\circ$ aufgenommen wurde. Eingezeichnet ist der einfache statistische Fehler, der bei kleinen Anregungsenergien in der Größe der Symbole liegt. (Weitere Spektren unter

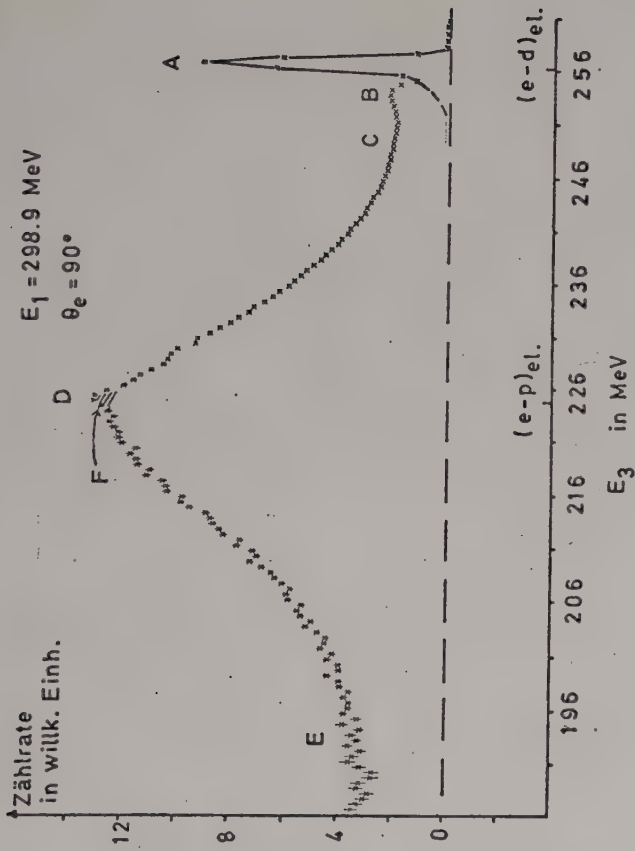


Abbildung V.1 : Spektrum der elastisch und inelastisch gestreuten Elektronen.

Die Fehlerbreiten entsprechen den statistischen Fehlern. Buchstaben A bis F kennzeichnen die charakteristischen Bereiche.

verschiedenen kinematischen Bedingungen sind in der Kompilation zusammengestellt.) Beim Betrachten des Spektrums erkennt man zunächst den Peak A zur elastischen e-d-Streuung. Zu niedrigen Energien hin wird die Aufbruchschwelle des Deuterons gut sichtbar, die bei verschiedenen kinematischen Bedingungen stets vom elastischen Peak getrennt werden konnte (siehe Kompilation). In diesem Bereich B steigt der Wirkungsquerschnitt schnell an und zeigt eine leichte Überhöhung. Ihm folgt zu kleineren Energien hin der Bereich C, in dem der Wirkungsquerschnitt fast konstant bleibt. Der breite Peak D resultiert aus der quasielastischen Streuung, d.h. die Streuung erfolgt quasi frei an einem Nukleon, wobei das andere Nukleon als Spektator betrachtet werden kann. Die kleine zusätzliche Überhöhung F kommt von gestreuten Elektronen am Wasserstoff, der sich in der Kaptonfolie und als Verunreinigung in D_2 befindet. Der energetische Abstand dieses Peaks zum Maximum des quasielastischen Peaks entspricht der Bindungsenergie des Deuterons. Im Bereich E fällt der Wirkungsquerschnitt nur langsam ab. Hier wird der Hauptanteil der Zählrate von den Elektronen hervorgerufen, die aufgrund der Kinematik zu Streuprozessen bei niedriger Anregungsenergie gehören, aber durch Strahlungsprozesse Energie verloren haben. Daher wird der quasielastische Peak zu hohen Anregungsenergien hin angehoben.

In Abbildung V.2 und V.3 ist zu sehen, daß bei kleinem Streuwinkel die Zählrate des elastischen Peaks bei den betrachteten Spektren wesentlich größer ist als im inelastischen Bereich. Zu größeren Winkeln hin nimmt der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung stark ab, so daß der quasielastische Peak größer erscheint. Um die inelastischen Spektren miteinander zu vergleichen, wurden sie teilweise mit einem Faktor 10 multipliziert.

Die Spektren der Abbildung V.2 sind etwa bei gleichem Impulsübertrag ($q_{cm}^{>2} = 0.5 \text{ fm}^{-2}$) aufgenommen. Bei solch niedrigem Impulsübertrag liegt das Maximum des quasielastischen Peaks nahe der Aufbruchschwelle und zeigt daher eine asymmetrische Form. Besonders auffallend ist, daß die Zählrate vom quasielastischen Peak nicht direkt zur Schwelle hin abfällt. Bei kleinem Streuwinkel, wo der longitudinale Anteil der Streuung dominiert, wächst die Zählrate im Bereich der Schwelle schnell an und nimmt zum quasielastischen Peak kaum zu. Bei höherem Streuwinkel, wo die transversale

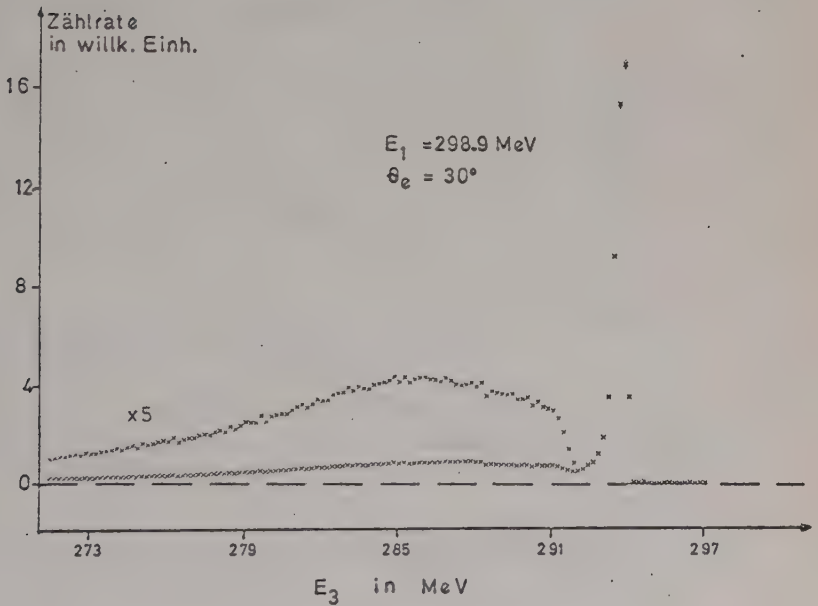
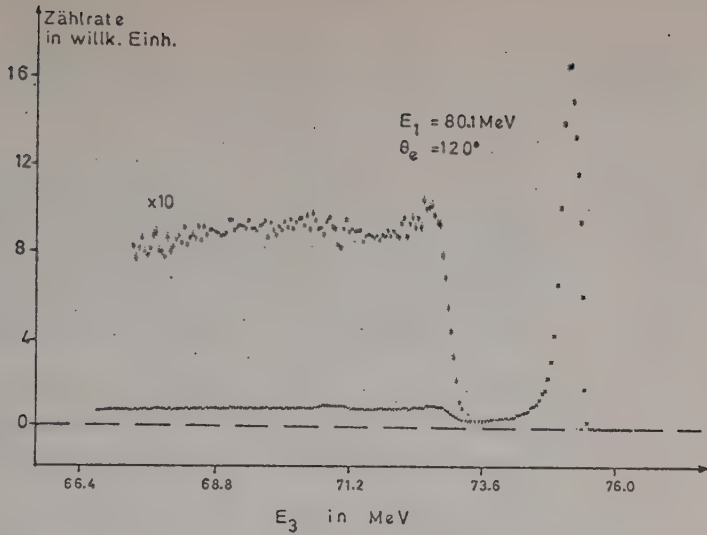


Abbildung V.2: Spektren an D_2 gestreuten Elektronen ($\vec{q}^2 \approx 0.5 \text{ fm}^{-2}$)

Der Teil des Spektrums zur inelastischen Streuung wurde angehoben. Die Untergrundsubtraktion wurde hierbei bereits vorgenommen.

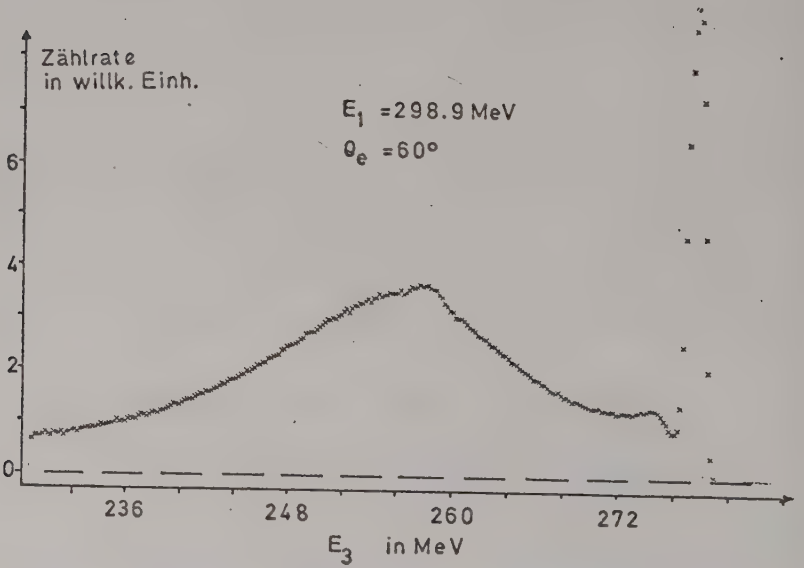
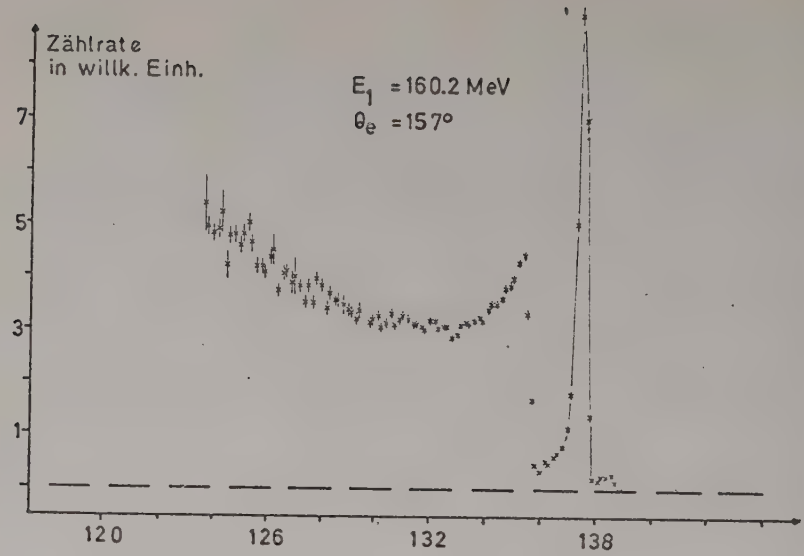


Abbildung V.3: Spektren an D_2 gestreuten Elektronen ($\vec{q}^2 \approx 2.2 \text{ fm}^{-2}$)

Streuung dominiert, wächst die Zählrate im Bereich der Aufbruchschwelle und zeigt sogar eine Überhöhung.

Bei größerem Impulsübertrag (Abbildung V.1 und V.3) zeigt sich die typische Form des quasielastischen Peaks. Das Maximum der inelastischen Streuung ist energetisch deutlich von der Schwelle getrennt und der quasielastische Peak nimmt fast eine symmetrische Form an. Die Zählrate wächst in der Nähe der Schwelle schnell an und zeigt bei höheren Streuwinkeln eine peakähnliche Struktur. Das Maximum liegt etwa bei $E_{np} = 0.15$ MeV.

Diese starke Überhöhung nahe der Aufbruchschwelle, deutlich getrennt vom quasielastischen Peak, konnte erstmals in diesem Experiment bei höherem Impulsübertrag ($\vec{q}_{cm}^2 > 2 \text{ fm}^{-2}$) beobachtet werden.

Die charakteristischen Eigenschaften der Spektren kann man aus theoretischer Sicht wie folgt erklären :

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen e-d-Streuung besteht aus einem longitudinalen und transversalen Anteil (Anhang A.1.4).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE}(E_1, E_3, \theta) = V_t(E_1, E_3, \theta) f_t(\vec{q}_{cm}^2, E_{np}) + V_l(E_1, E_3, \theta) f_l(\vec{q}_{cm}^2, E_{np})$$

V_t und V_l sind kinematische Faktoren, welche die Formfaktoren f_t und f_l nach Energie und Winkel verschieden gewichten.

Die Formfaktoren werden aus der Summe der Quadrate der einzelnen Übergangs-Matrixelemente berechnet und mit dem jeweiligen Drehimpuls L gewichtet.

$$f_t(\vec{q}_{cm}^2, E_{np}) = \sum_L \frac{1}{2L+1} \{ |E_L(\vec{q}_{cm}^2, E_{np})|^2 + |M_L(\vec{q}_{cm}^2, E_{np})|^2 \}$$

elektrischer + magnetischer Anteil

$$f_l(\vec{q}_{cm}^2, E_{np}) = \sum_L \frac{1}{2L+1} |C_L(\vec{q}_{cm}^2, E_{np})|^2$$

Coulomb-Anteil

Hieraus erkennt man, daß die Beiträge der einzelnen Matrixelemente sich additiv zum Wirkungsquerschnitt zusammensetzen und dadurch die Beiträge der einzelnen Übergänge formal getrennt sind.

Um die Form des inelastischen Spektrums zu verdeutlichen, sind in Abbildung V.4* und V.5 Beiträge dargestellt, die durch den Drehimpuls L charakterisiert sind. Die einzelnen Matrixelemente wurden nach Arenhövel und Fabian (Fab 75) unter Verwendung eines HJ-Potentials berechnet. Die Kinetik bezieht sich hierbei auf die Spektren $E_1 = 298.87$ MeV mit $\theta_e = 30^\circ$ und $\theta_e = 90^\circ$. Der Impulsübertrag entspricht $\vec{q}_{cm}^2 \approx 0.5$ bzw. 4 fm^{-2} .

Bei niedrigem Impulsübertrag (Abbildung V.4) und hohem Drehimpuls zeigen die Beiträge zum longitudinalen Anteil einen symmetrischen Verlauf. Eine Ausnahme liegt beim CO-Übergang vor, dessen Maximum nahe der Schwelle liegt. Damit liefert die Summe der longitudinalen Beiträge einen asymmetrischen quasielastischen Peak und einen hohen Beitrag in der Nähe der Aufbruchschwelle.

Im transversalen Anteil wird der Wirkungsquerschnitt im wesentlichen durch den M1-Übergang beherrscht. Er ist besonders bei kleinen Anregungsenergien so dominant, daß der Verlauf des Wirkungsquerschnitts durch diesen Beitrag geprägt wird.

Bei größerem Impulsübertrag (Abbildung V.5) gewinnen die Matrixelemente zu hohen Drehimpulsen an Bedeutung. Der Beitrag vom CO-Übergang ist hier gering und beeinflusst die Form des Spektrums nur im Bereich der Schwelle. Für den magnetischen Anteil ist besonders der Beitrag durch den M1-Übergang zu beachten. Er zeigt in diesem Modell nahe der Schwelle einen deutlichen Peak. Diese Überhöhung ist so groß wie der Beitrag des M2-Beitrages im Maximum des quasielastischen Peaks.

Aus dieser Betrachtung läßt sich zusammenfassend für die Form der Spektren sagen, daß bei niedrigem Impulsübertrag ($\vec{q}_{cm}^2 < 1 \text{ fm}^{-2}$) das Spektrum hauptsächlich durch den CO- und den M1-Übergang bestimmt wird. Bei höherem Impulsübertrag werden im Bereich des quasielastischen Peaks die Beiträge zu

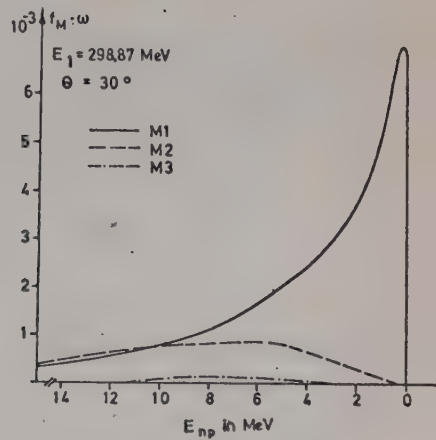
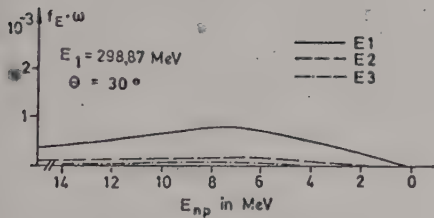
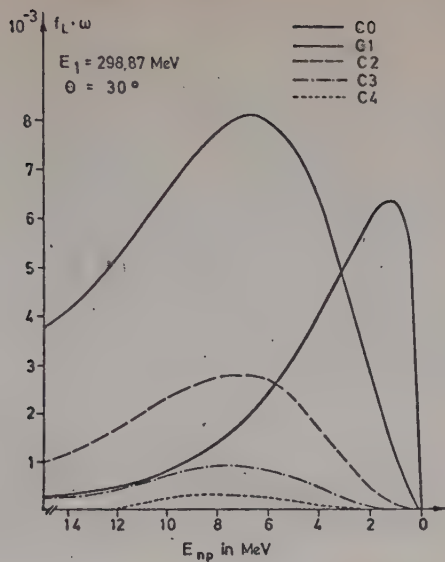


Abbildung V.4 : Größe der einzelnen Matrixelemente.

Die Kinematik wurde dem Spektrum für $E_1 = 298.87$ MeV und $\theta = 30^\circ$ entnommen; $q_{cm}^2 = 0.6 \text{ fm}^{-2}$.

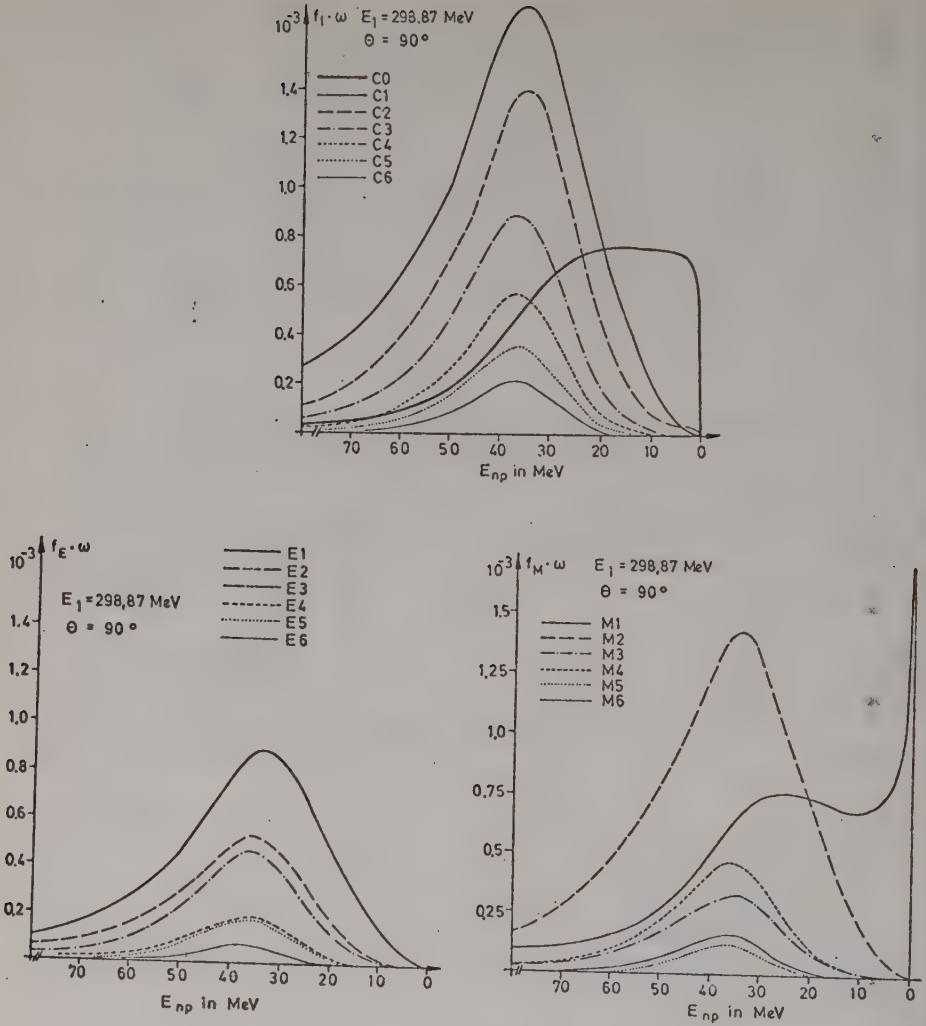


Abbildung V. 5: Größe der einzelnen Matrixelemente

Die Kinematik entspricht dem Spektrum für

$E_1 = 298.87$ MeV und $\theta = 90^\circ$; $q^2 \approx 4 \text{ fm}^{-2}$.

hohem Drehimpuls immer wichtiger. Die typische Form des inelastischen Spektrums zeigt sich bei $\vec{q}_{cm}^2 > 2 \text{ fm}^{-2}$. Der rasch anwachsende Wirkungsquerschnitt nahe der Schwelle wird bei kleinem Streuwinkel, wo der longitudinale Anteil dominiert, durch den CO-Übergang bewirkt. Bei großem Streuwinkel, wo der transversale Anteil den Hauptbeitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert, wird sein Anwachsen durch den M1-Übergang hervorgerufen. Aus den zugrunde gelegten Rechnungen geht hervor, daß die Beiträge für M1 nahe der Schwelle aus einem $^3S_1 \rightarrow ^1S_0$ -Übergang resultieren. Wegen seiner geringen energetischen Breite nahe der Schwelle ist er bei höherem Impulsübertrag nur durch hohe experimentelle Auflösung der Spektren zu beobachten.

Zur quantitativen Beschreibung der einzelnen Beiträge zum doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt der e-d-Streuung gibt es eine Reihe theoretischer Überlegungen.

Frühere Rechnungen von Jankus (JanK 56) und Durand (Dur 59) waren besonders erfolgreich in der Beschreibung der Wirkungsquerschnitte bei kleinem Impulsübertrag. Die Messungen in diesem kinematischen Bereich (KatR 68, PetB 62, RicC 68, RicD 70, YeaH 64) wurden im wesentlichen durch diese Rechnungen unter folgenden Annahmen beschrieben :

- a) Nur der M1- und E1-Übergang ist im transversalen Anteil des Wirkungsquerschnitts zu berücksichtigen.
- b) Der Übergang des 3D_1 - zum 3S_1 -Zustand kann vernachlässigt werden.
- c) Das E_1 -Matrizelement kann hinreichend genau mit ebenen Wellen berechnet werden.

Bei höherem Impulsübertrag treten starke Abweichungen von diesen Rechnungen auf, wie es die Messungen von Ganichot (GanG 72) und Rand (RanF 67, RanY 73) zeigen. Diese Diskrepanz konnte durch die Theorie von Adler reduziert werden, indem er zur Stoßnäherung noch einen Pion-Austausch-Term hinzunahm. Jedoch wird hierbei der D-Zustand ungenau wiedergegeben und der Pion-Austausch nicht vollständig behandelt. - In neuerer Zeit wurde diese Theorie vervollständigt, wobei insbesondere MEC- und IC-Beiträge einbezogen wurden (RisB 72, HocR 73, LocF 75, MosR 74, GarH 73). Auch

konnte hierdurch der n-p-Einfang richtig beschrieben werden. - Die vollständige Behandlung der Elektrodintegration und der Einfluß der MEC- und IC-Beiträge bis zu hohen Relativenergien wurden von Arenhövel und Fabian (Fab 75) vorgenommen. Insbesondere wurde eine Berechnung der Matrixelemente bis zu hohem Drehimpuls ($L = 6$) durchgeführt, was die Beschreibung des Prozesses bis zu hohen Werten von E_{np} erlaubt. Im Maximum des quasielastischen Peaks sind Beiträge von Übergängen zu Drehimpulsen $L > 6$ zu berücksichtigen. Sie konnten nach der Padé-Approximations-Methode abgeschätzt werden (Fab 75). Eine Abschätzung in Born'scher Näherung (AreP) erbrachte das gleiche Resultat.

In Abbildung V.6 sind die Beiträge dieser Restsumme für $L > 6$ dargestellt. Sie betragen für den höchsten Impulsübertrag in diesem Experiment nur 6.5 %. Für niedrige Relativenergien spielen Beiträge zu hohem Drehimpuls keine Rolle und können vernachlässigt werden.

Die Beschreibung des gesamten inelastischen Spektrums ist deshalb so wichtig, weil man damit die Potential-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte untersuchen kann. Daher wurden für den Vergleich mit der Theorie die Ausführungen von Arenhövel und Fabian bei der Auswertung dieses Experimentes zugrunde gelegt. Um den Einfluß der MEC- und IC-Effekte zu verdeutlichen, wurden die Formfaktoren unter folgenden Voraussetzungen berechnet:

- a) mit einem Ein-Boson-Austausch-Potential = Normalanteil
- b) unter Berücksichtigung von MEC-Effekten = Normalanteil + MEC
- c) unter Berücksichtigung von IC-Effekten = Normalanteil + IC
- d) unter Berücksichtigung von MEC- und IC-Effekten = Normalanteil + MEC und IC

Abbildung V.7 zeigt die Größe der MEC- und IC-Beiträge für Spektren zu $q^2 \approx 4 \text{ fm}^{-2}$ und $\approx 0.5 \text{ fm}^{-2}$.

MEC-Effekte ändern bei kleinen Relativenergien und hohen Impulsüberträgen den transversalen Formfaktor bis zu 70 %. Diese Beiträge sind aber im Bereich des quasielastischen Peaks sehr gering und wachsen erst wieder bei

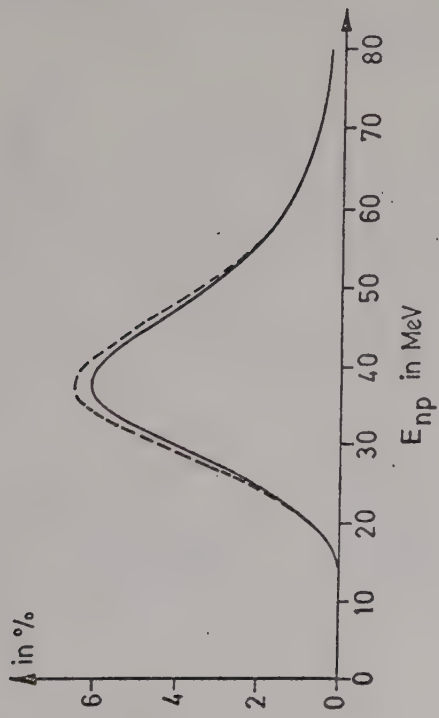


Abbildung V.6 :

Beitrag zum doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt, der aus Matrixelementen $L > 6$ resultiert; Abschätzung nach der Padé-Methode (Fab 75) für $\vec{q}_{cm}^2 = 4 \text{ fm}^{-2}$.

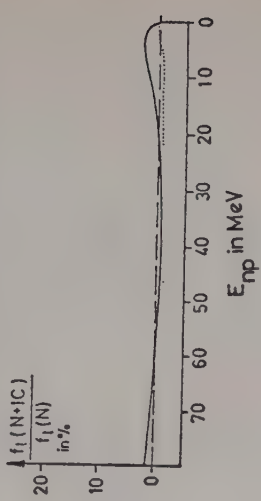
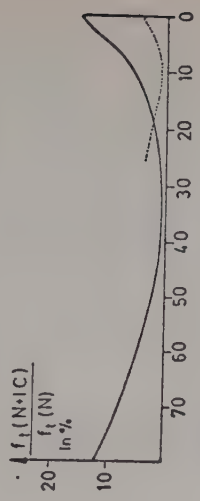
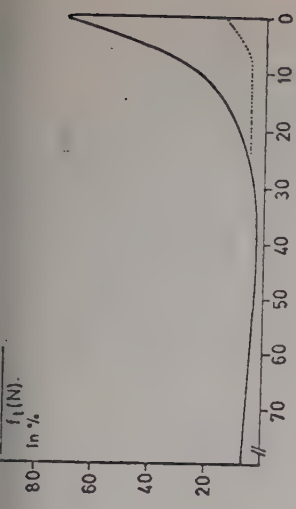


Abbildung V.7:

Beiträge durch MEC- und IC-Effekte bei der Relativenergie E_{np}
 — Kinematik zu $E_1 = 298.87 \text{ MeV}$ und $\theta = 90^\circ$
 - - - - Kinematik zu $E_1 = 298.87 \text{ MeV}$ und $\theta = 30^\circ$

hohen Relativenergien langsam an.

IC-Effekte bewirken eine Änderung des longitudinalen und transversalen Formfaktors. Im kinematischen Bereich dieses Experiments ist die berechnete Änderung des Wirkungsquerschnitts durch den IC-Beitrag des longitudinalen Formfaktors stets kleiner als 3 %. Der IC-Beitrag im transversalen Formfaktor wächst mit steigendem Impulsübertrag. Er bewirkt eine Änderung des Wirkungsquerschnitts sowohl in der Nähe der Aufbruchschwelle als auch in niederenergetischen Ausläufern des quasielastischen Peaks. Der Beitrag durch IC beträgt max. 16 %; nimmt man den MEC-Beitrag von 70 % hinzu, so ändern sie den "Normalanteil" des Wirkungsquerschnittes bis zu 86 %.

Die Untersuchung der MEC- und IC-Beiträge sind im kinematischen Bereich dieses Experimentes besonders für die Bereiche B und C günstig (Abbildung V.1). Im Bereich D kann ihr Beitrag vernachlässigt werden. Falls die Relativenergie E_{np} klein genug ist, werden die Übergänge für $L > 0$ durch die Zentrifugalbarriere stark unterdrückt, so daß nur noch der Übergang ${}^3S_1 \rightarrow {}^1S_0$ zum Wirkungsquerschnitt beiträgt.

Die Messungen von Ganichot und Rand sind für diese Untersuchungen nicht gut geeignet (MosR 74). Die Autoren geben für jeden Impulsübertrag den Wirkungsquerschnitt zu nur einer Relativenergie E_{np} an. Jedoch ist bei einer einzigen Relativenergie von $E_{np} = 1.5$ MeV keine Aussage über den Beitrag zum Wirkungsquerschnitt durch den M1-Übergang nahe der Schwelle möglich. In ihrem Experiment war die peakähnliche Struktur, hervorgerufen durch diesen Übergang, wegen geringer Energieauflösung nicht zu sehen. Auch ihre Wirkungsquerschnitte für $E_{np} = 3$ MeV und 6 MeV sind nicht miteinander zu vergleichen, da für $E_{np} = 3$ MeV der S-Wellen- und für $E_{np} = 6$ MeV der P-Wellen-Übergang dominiert.

Deshalb wurden in diesem Experiment, statt bei einzelnen Relativenergien zu messen, zunächst ganze Spektren bis zu hohen Anregungsenergien aufgenommen. Durch die Beschreibung des gesamten Spektrums ist es möglich, MEC-Beiträge bei kleinen Relativenergien festzustellen.

Um diese peakähnliche Struktur des Spektrums durch den M1-Übergang zu untersuchen, wurden Messungen mit hoher Auflösung bei verschiedenen Impulsüberträgen durchgeführt.

Quantitative Auswertung der Spektren

Zum Vergleich mit der Theorie mußten an den Spektren (Abbildungen V.1 bis V.3) noch folgende Korrekturen berücksichtigt werden. Außer den am Deuteron gestreuten Elektronen werden noch zusätzliche Ereignisse registriert. Ihr Hauptanteil wird erzeugt von inelastisch gestreuten Elektronen in der Zellfolie und den elastisch gestreuten Elektronen am Wasserstoff, der sich in der Folie und als Verunreinigung im D_2 befindet. Durch Vergleichsmessungen mit einem Flüssig- H_2 -Target und einer Leerzelle als Target konnte dieser Untergrund subtrahiert werden (siehe Anhang A.3).

Der Hauptanteil der Korrekturen berücksichtigte zusätzlich Prozesse, die das Elektron im Target erfährt (Strahlungskorrekturen). Zunächst wurde der niederenergetische Ausläufer der elastischen Linie, der sogenannte Strahlenschwanz, subtrahiert. Das inelastische Spektrum wurde in diskrete Linien mit einer Breite ΔE unterteilt ($\Delta E \sim$ Halbwertsbreite der elastischen Linie). Für jede Linie wurde der Anteil der Ereignisse subtrahiert, der von Elektronen stammt, die nicht zur Kinematik dieser Linie gehören. Dann wurde der Anteil berücksichtigt, der zwar zur Kinematik dieser Linien gehört, aber im gewählten Energiebereich ΔE durch Streuprozesse nicht registriert wird (ausführliche Erläuterung im Anhang A.4).

Die Größe dieser Korrektur ist in den Ergebnis-Tabellen der Kompilation aufgeführt. Sie wurde zur Zählrate addiert und ist in Abbildung V.8 eingezeichnet.

Abbildung V.9 zeigt einen Vergleich des experimentellen mit dem berechneten Wirkungsquerschnitt. Die Fehlerbalken geben den statistischen und systematischen Fehler an. Zur theoretischen Beschreibung wurde das HJ-Potential für die gebundenen und die Kontinuum-Zustände benutzt und die Wechselwirkungseffekte berücksichtigt. Man sieht bei kleinem Impuls-

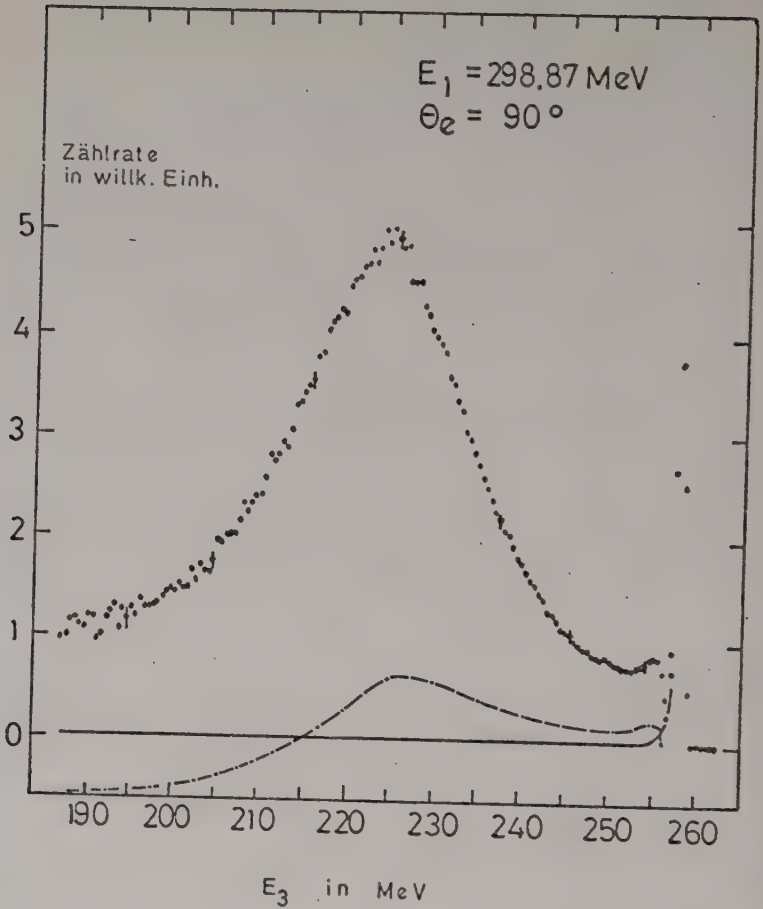


Abbildung V.8 : Auf Untergrund korrigiertes Spektrum

———— Strahlenschwanz der elastischen Linie
- - - - - Größe der inelastischen Korrektur

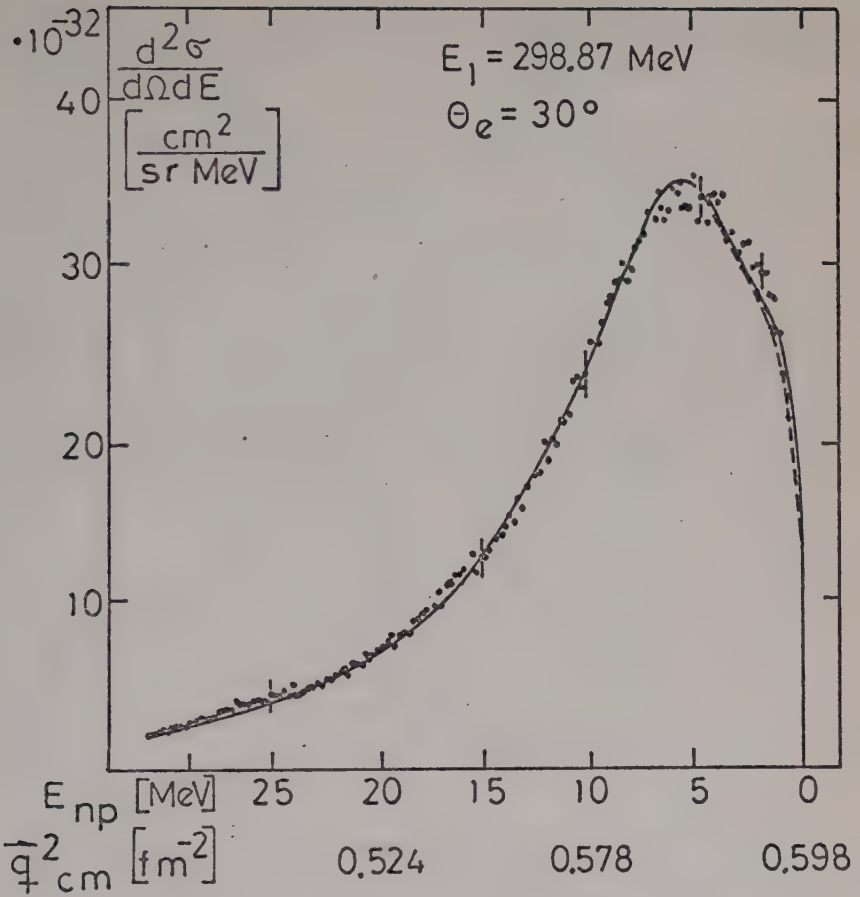


Abbildung V.9 : Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt, aufgetragen gegen die Relativmenge E_{np} zwischen dem auslaufenden Neutron und Proton und dem Impulsübertrag. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen und systematischen Fehler.

Die theoretische Berechnung mit dem Hamada-Johnston-Potential ----- ohne, und mit ——— MEC- und IC-Effekte (Fab 75).

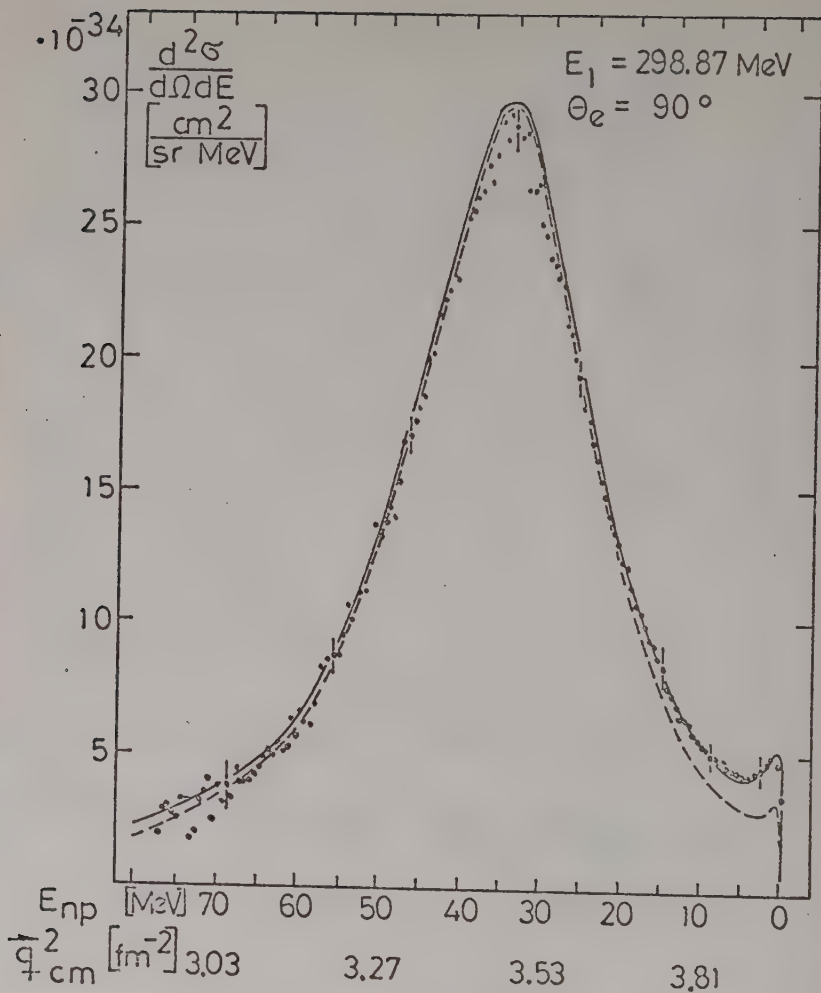


Abbildung V.10: Die gleiche Darstellung wie in Abbildung V.9 nur für einen Streuwinkel von 90° .

Übertrag eine gute Übereinstimmung mit der Theorie. MEC und IC spielen hier noch keine große Rolle bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte, so daß das Spektrum allein durch den Normalanteil beschrieben werden kann.

In Abbildung V.10 ist ein Vergleich mit höherem Impulsübertrag dargestellt. Auch hier ist die Übereinstimmung mit der Theorie gut, jedoch ist dies in der Nähe der Aufbruchschwelle nur unter Einschluß der MEC- und IC-Beiträge möglich, die hier im Bereich der 1S_0 -Resonanz $E_{np} < 0.5$ MeV zum Wirkungsquerschnitt 60 % beitragen. Die drastische Erhöhung beruht hauptsächlich auf dem MEC-Beitrag, während die IC-Effekte ≈ 20 % beitragen. Mit zunehmender Relativenergie nehmen diese Beiträge ab. Bei ganz hohen Anregungsenergien im Bereich des niederenergetischen Ausläufers des quasielastischen Peaks machen sich ebenfalls Beiträge durch MEC- und IC-Effekte bemerkbar. Die genaue Bestimmung des IC-Beitrages ist aber wegen des systematischen Fehlers in den Strahlungskorrekturen nicht möglich.

Eine bessere Information erhält man, wenn man die Formfaktoren mit der Theorie vergleicht. Hierzu wurde eine Trennung des longitudinalen und transversalen Anteils für Impulsüberträge von $\sim 4 \text{ fm}^{-2}$, 2 fm^{-2} und 0.5 fm^{-2} vorgenommen. Das Spektrum für $E_1 = 298.87$ MeV mit $\theta_e = 157^\circ$ enthält bis $E_{np} = 7$ MeV nur einen geringen Anteil von der Coulomb-Streuung (max. 5 %), so daß man diesen Anteil berechnen und subtrahieren konnte. Der longitudinale Formfaktor aus der Messung von $E_1 = 298.87$ MeV mit $\theta_e = 30^\circ$ kann in gleicher Weise bestimmt werden, da hier der transversale Anteil nur einen geringen Beitrag liefert. Die Auswertung für $q_{cm}^2 = 2 \text{ fm}^{-2}$ wurde über Rosenbluth-Plots vorgenommen. Da die Messungen bei geringfügig verschiedenem Impulsübertrag durchgeführt wurden, war eine Extrapolation zum Zentralwert notwendig. Es wurde eine lineare Interpolation des Formfaktorverlaufs nach den Rechnungen von Fabian (Fab 75) vorgenommen. Da sich hierbei keine starke q_{cm}^2 -Abhängigkeit zeigt, kann der dabei auftretende systematische Fehler vernachlässigt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle V.1 zusammengefaßt.

E_{np}	$\vec{q}_{cm}^2$	f_L
in MeV	in fm ⁻²	in fm
0.0	0.603	0.120 ± 0.050
0.2	0.602	0.240 ± 0.030
0.4	0.602	0.370 ± 0.025
0.6	0.601	0.415 ± 0.018
0.8	0.601	0.443 ± 0.021
1.0	0.601	0.490 ± 0.017
1.2	0.600	0.481 ± 0.014
1.4	0.600	0.493 ± 0.011
1.6	0.600	0.472 ± 0.013
1.8	0.599	0.492 ± 0.014
2.0	0.599	0.550 ± 0.017
3.0	0.597	0.591 ± 0.010
4.0	0.595	0.691 ± 0.015
5.0	0.593	0.743 ± 0.012
6.0	0.591	0.752 ± 0.011
7.0	0.589	0.737 ± 0.010
8.0	0.587	0.681 ± 0.012
9.0	0.585	0.644 ± 0.013
10.0	0.584	0.532 ± 0.009

Tabelle V.1. a): Longitudinaler Formfaktor der inelastischen
e-d-Streuung

E_{np}	q_{cm}^2	f_t	f_L
in MeV	in fm ⁻²	in fm	in fm
0.0	2.151	0.127 ± 0.024	0.047 ± 0.025
0.2	2.148	0.224 ± 0.014	0.065 ± 0.019
0.4	2.145	0.168 ± 0.009	0.057 ± 0.013
0.6	2.143	0.156 ± 0.007	0.094 ± 0.017
0.8	2.140	0.153 ± 0.010	0.103 ± 0.015
1.0	2.137	0.143 ± 0.008	0.124 ± 0.013
1.2	2.134	0.139 ± 0.007	0.135 ± 0.011
1.4	2.131	0.149 ± 0.011	0.127 ± 0.014
1.6	2.127	0.133 ± 0.009	0.133 ± 0.010
1.8	2.124	0.132 ± 0.006	0.149 ± 0.012
2.0	2.121	0.125 ± 0.007	0.135 ± 0.009
2.5	2.115	0.120 ± 0.009	0.131 ± 0.009
3.0	2.108	0.109 ± 0.007	0.159 ± 0.007
3.5	2.100	0.115 ± 0.008	0.156 ± 0.008
4.0	2.093	0.121 ± 0.007	0.140 ± 0.006
4.5	2.086	0.116 ± 0.006	0.160 ± 0.009
5.0	2.078	0.122 ± 0.008	0.154 ± 0.005
5.5	2.072	0.118 ± 0.009	0.171 ± 0.008
6.0	2.066	0.120 ± 0.006	0.178 ± 0.006
6.5	2.058	0.123 ± 0.007	0.170 ± 0.006
7.0	2.050	0.123 ± 0.007	0.201 ± 0.007
7.5	2.043	0.132 ± 0.006	0.197 ± 0.009

Tabelle V.1. b): Longitudinaler und transversaler Formfaktor der inelastischen e-d-Streuung

E_{np} in MeV	$\vec{q}_{cm}^2$ in fm ⁻²	f_t in fm		
		$\times 10^{-1}$		$\times 10^{-1}$
0.0	3.966	0.591	±	0.024
0.2	3.961	0.844	±	0.030
0.4	3.958	0.733	±	0.028
0.6	3.953	0.664	±	0.032
0.8	3.949	0.659	±	0.026
1.0	3.945	0.587	±	0.028
1.2	3.942	0.613	±	0.026
1.4	3.937	0.600	±	0.028
1.6	3.933	0.563	±	0.026
1.8	3.929	0.548	±	0.030
2.0	3.926	0.536	±	0.029
2.5	3.916	0.495	±	0.026
3.0	3.906	0.461	±	0.028
3.5	3.896	0.485	±	0.032
4.0	3.885	0.472	±	0.028
4.5	3.875	0.404	±	0.026
5.0	3.865	0.459	±	0.028
5.5	3.855	0.421	±	0.029
6.0	3.845	0.454	±	0.034
6.5	3.835	0.487	±	0.035
7.0	3.825	0.483	±	0.031
7.5	3.816	0.483	±	0.028

Tabelle V.1. c): Transversaler Formfaktor der inelastischen
e-d-Streuung

Abbildung V.11 zeigt einen Vergleich der experimentell bestimmten mit den berechneten Formfaktorwerten für $\vec{q}_{cm}^2 \approx 4 \text{ fm}^{-2}$. Dieser Bereich wurde deshalb gewählt, weil sich hier Modell-Abhängigkeiten durch die verschiedene Wahl eines Potentials gut bemerkbar machen. Betrachtet man nur den Normalanteil des transversalen Formfaktors, so liegt nahe der Schwelle kaum eine Diskrepanz zwischen den experimentellen Daten und den Werten vor, die nach dem BS3 und dem UG2-Potential berechnet wurden. Zu großen Anregungsenergien hin macht sich aber eine deutliche Abweichung bemerkbar. Eine Übereinstimmung liegt erst wieder beim quasielastischen Peak vor. Auch in einem größeren Energiebereich von E_{np} konnte mit diesen Potentialen unter Einschluß von MEC- und IC-Effekten keine gute Daten-Beschreibung ermöglicht werden.

Im Gegensatz hierzu ist eine gute Übereinstimmung zu erreichen, wenn man für die Daten ein HJ-, ein RHC- oder ein RSC-Potential verwendet. In Abbildung V.11 sind Ergebnisse dargestellt, bei denen ein HJ- bzw. ein RSC-Potential verwendet wurde.

Aus dem Vergleich mit der Theorie geht hervor, daß MEC-Effekte in der Elektrodisintegration des Deuterons zu beobachten sind und daß sie eine Änderung des transversalen Formfaktors bei einem Impulsübertrag von 4 fm^{-2} bis zu 70 % bewirken.

Die Modellabhängigkeit und die MEC- und IC-Beiträge für den longitudinalen Formfaktor sind in diesem kinematischen Bereich wesentlich geringer und liegen innerhalb des experimentellen Fehlers (Abbildung V.11 b).

In den Vergleich wurden auch Spektren einbezogen, die unter anderen kinematischen Bedingungen gemessen wurden. In Abbildung 12 und 13 sind hierzu die Formfaktoren für $\vec{q}_{cm}^2 = 2$ und 0.5 fm^{-2} dargestellt. Mit abnehmendem Impulsübertrag tragen die MEC- und IC-Effekte immer weniger zum Wirkungsquerschnitt bei. Die geringen Abweichungen von 2 bis 6 %, die hier auftreten, stellen keine Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie dar, denn sie liegen in der Größe des Normierungs- und systematischen Fehlers und der Unsicherheit in den Strahlungskorrekturen.

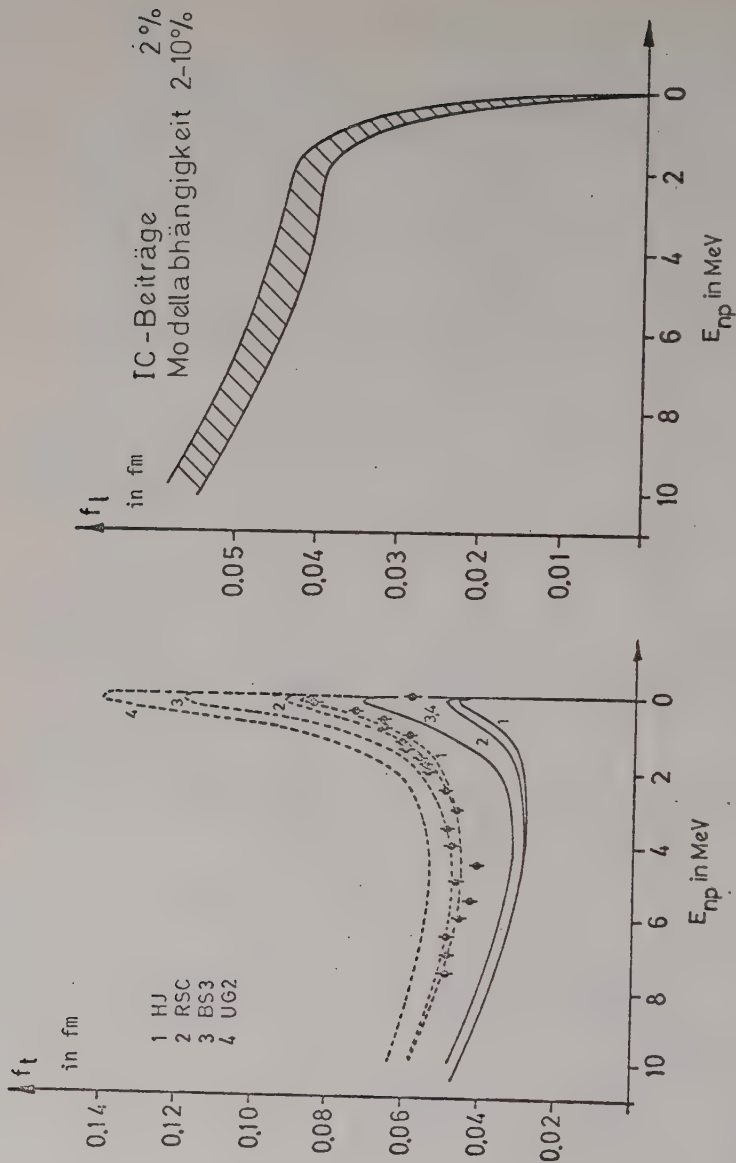


Abbildung V.11: Transversaler und longitudinaler Formfaktor für $q_{cm}^2 = 4 \text{ fm}^{-2}$

Die berechneten Wirkungsquerschnitte wurden mit verschiedenen Potentialen gewonnen

—— Normalanteil ; - - - - Normalanteil + MEC + IC

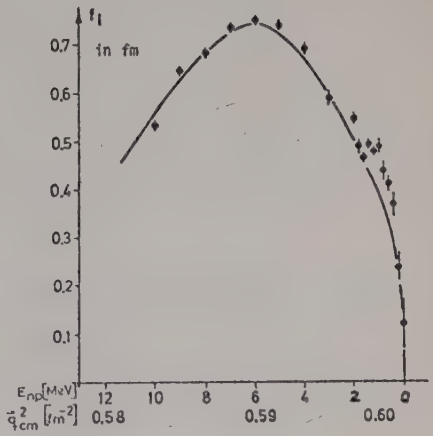
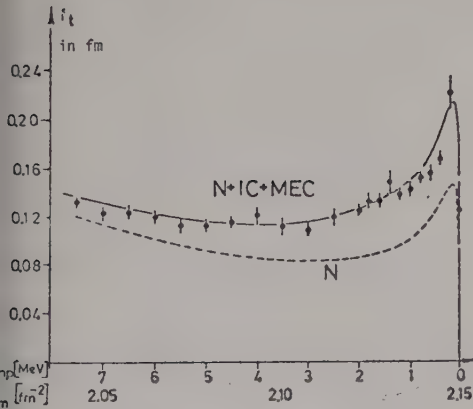
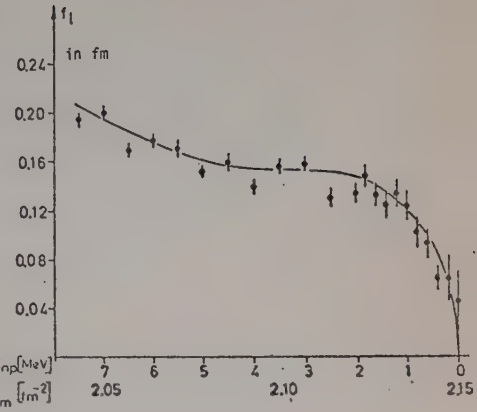
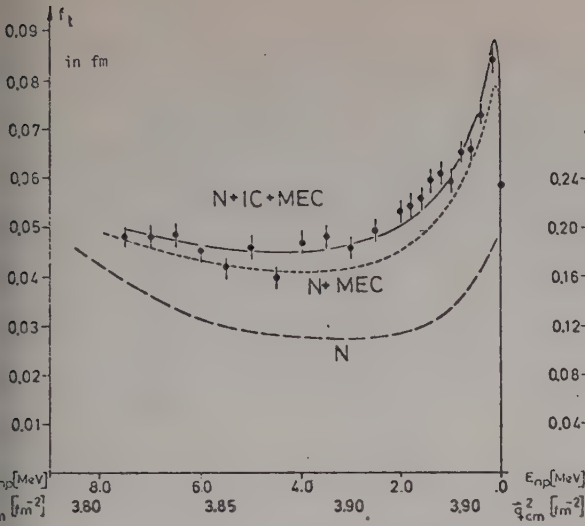


Abbildung V.12:

Transversaler Formfaktor

Abbildung V.13:

Longitudinaler Formfaktor

Die Wirkungsquerschnitte wurden mit dem HJ-Potential berechnet. Die durchgezogene Kurve ist unter Einschluß von MEC- und IC-Effekten.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mit den HJ-, RHC- und RSC-Potentialen unter Einschluß der MEC- und IC-Effekte eine Beschreibung der Elektrodintegration im kinematischen Bereich dieses Experimentes möglich ist. Daten bei niedrigen Anregungsenergien sind hierzu notwendig, denn sie erklären die starke Überhöhung durch den $^3S_1 \rightarrow ^1S_0$ -Übergang bei höherem Impulsübertrag, der zur peakähnlichen Struktur nahe der Aufbruchschwelle führt.

VI. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die elastische und inelastische Elektron-Deuteron-Streuung untersucht und unter zwei Gesichtspunkten ausgewertet. Der erste Schwerpunkt der Auswertung befaßte sich mit den Beiträgen des nicht-resonanten Pion-Zustandes im elektrischen isovektoriellen Nukleonformfaktor $G_{EV}(q^2)$. Der zweite Schwerpunkt war die Analyse der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungseffekte: Mesonaustauschströme (MEC) und Isobarkonfigurationen (IC) im Deuteron. Hierzu wurden absolute Wirkungsquerschnitte in einem Impulsübertragungsbereich zwischen 0.1 und 4 fm^{-2} bei Streuwinkeln von 30 bis 150 Grad gemessen.

Um Beiträge der nicht-resonanten Pion-Zustände zu bestimmen, ist eine hohe experimentelle Genauigkeit erforderlich. Eine der wichtigsten Voraussetzungen konnte durch die Erstellung eines Hochdruckgastargetsystems erreicht werden, denn der Fehler in der Bestimmung der Massenbelegung beträgt nur 0.2% . Mit diesem System wurde in Verbindung mit dem Festwinkelspektrometer und dem Ferritmonitor die elektrischen Protonformfaktoren mit einem Gesamtnormierungsfehler von nur 0.5% bestimmt. Dieser kleine Normierungsfehler wurde bisher in keinem anderen Labor erreicht.

Das Hochdruckgastarget eignet sich auch gut für die Präzisionsmessungen des Wirkungsquerschnitt-Verhältnisses der elastischen e-d- zur e-p-Streuung; der Normierungsfehler liegt bei 0.4% .

Die Auswertung der Relativmessungen bei niedrigem Impulsübertrag gemeinsam mit den Daten aus Monterey (BerB 73) ergaben, daß sich die Potentiale Hamada-Johnston, Reid-hard-core und Reid-soft-core am besten zur Berechnung des Wellenfunktionsanteils eignen. Hierdurch konnte eine gute Übereinstimmung mit dem Anstieg des Neutronformfaktors am Photonpunkt von 0.0195 fm^2 erreicht werden.

Eine genaue Untersuchung der Ergebnisse anderer Labors zur Nukleonformfaktoranalyse wurde durchgeführt und in der beigelegten Kompilation in einheitlicher Form dargestellt. Dabei wurden auch die Protonformfaktoren bis zu einem Viererimpulsübertrag $q^2 = 100 \text{ fm}^{-2}$ bestimmt unter Berücksichtigung der Normierungsunsicherheiten der Datensätze verschiedener Labors.

Somit steht ein konsistenter Datensatz bis zu höherem q^2 zur Verfügung, der für diese Auswertung notwendig war und für zukünftige vorteilhaft ist.

Die Analyse für den elektrischen isovektoriellen Nukleonformfaktor zeigte, daß ein Beitrag des nicht-resonanten Zwei-Pion-Zustandes zu berücksichtigen ist und die Pion-Nukleon-Streuamplitude nicht als konstant angenommen werden darf. Dieser Beitrag war als signifikante Abweichung vom Rho-Peak nahe der Zwei-Pion-Schwelle in der Spektralfunktion erstmals aufgrund der hohen Meßgenauigkeit dieses Experimentes zu sehen. Er kann durch höhere Terme der Störungsrechnungen, insbesondere des Nukleon-Born-Terms bei der Bestimmung der Pion-Nukleon-Streuamplitude erklärt werden (HöHP 76).

Im elektrischen isoskalaren Nukleonformfaktor konnte ein Beitrag durch den Drei-Pion-Zustand unterhalb des ω -Peaks nicht festgestellt werden. Dieses Ergebnis bestätigt, daß hierbei im Gegensatz zum isovektoriellen Formfaktor die Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon allein über Vektormesonen beschrieben werden kann.

Eine weitgehend modellunabhängige Bestimmung der RMS-Radien wurde durch die Formfaktorbeschreibung mit einem Polynom vorgenommen. Damit konnte am Beispiel des Protonformfaktors gezeigt werden, daß die seitherigen Diskrepanzen in der Größe des RMS-Radius durch die Wahl des Ansatzes und der verwendeten q^2 -Bereiche hervorgerufen wurden (Dud 65, BorP 74, MurS 74, BorS 75a). Jedoch ist zu beachten, daß die Beschreibung mit einem Polynom nur in einem Bereich bis $|q^2| = 2 \text{ fm}^{-2}$ möglich ist. Der Grad des Polynoms darf nicht allein durch den χ^2 -Test festgelegt werden, da man beispielsweise durch die Vernachlässigung höherer Terme bei der Beschreibung mit einer Geraden einen zu kleinen Wert für den Radius erhält.

Bei der Elektrodintegration des Deuterons wurden in diesem Experiment erstmals Mesonaustausch-Effekte beobachtet, was wohl zu der interessantesten Aussage dieses Experimentes gehört.

Diese Feststellung konnte deshalb getroffen werden, da nur unter Einschluß von MEC-Effekten eine gute Beschreibung der inelastischen e-d-Streuung im gesamten kinematischen Bereich dieses Experimentes mit einem einzigen

Potential möglich ist. Insbesondere waren für diese Untersuchungen die Spektren bis zu hohen Anregungsenergien wichtig, da hierbei MEC verschiedene Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefern. Der Vergleich mit der Theorie wurde nach den Ausführungen von Arenhövel und Fabian (Fab 75) vorgenommen. MEC spielen bei niedrigen Anregungsenergien eine maßgebende Rolle, wobei sie den Wirkungsquerschnitt bis zu 70 % ändern. Die Analyse des transversalen Formfaktors zeigte, daß durch MEC speziell der M1-Übergang verstärkt wird. Dadurch erhöht sich der Wirkungsquerschnitt im Bereich der 1S_0 -Resonanz so stark, daß in der Nähe der Aufbruchschwelle eine peakähnliche Struktur, selbst bei hohem Impulsübertrag unter großen Streuwinkeln zu beobachten ist. Dieser 'Peak' konnte aufgrund der hohen experimentellen Auflösung zum ersten Mal im Spektrum sichtbar gemacht werden.

Aus der theoretischen Beschreibung geht hervor, daß der magnetische Nukleonformfaktor ähnlich dem elektrischen beschrieben werden kann. Um dies insbesondere bei niedrigem Impulsübertrag zu überprüfen, wären Messungen unter Nachweis des Rückstoß-Hadron-Systems unter Null Grad geeignet, da der elektrische Anteil des Wirkungsquerschnitts bis zu hohen Elektronen-Streuwinkeln dominant ist. Speziell die Untersuchung des magnetischen Anteils der elastischen e-d-Streuung wäre bei diesen Messungen wünschenswert, um eine bessere quantitative Bestimmung der Beiträge durch IC-Effekte zu erhalten.

Mit polarisierten Elektronen besteht die Möglichkeit, den Quadrupol-Anteil der elastischen e-d-Streuung zu bestimmen, was demnächst in Mainz durchführbar ist.

Detaillierte Informationen aus der inelastischen e-d-Streuung über die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, besonders über die Größe der einzelnen Beiträge zu verschiedenen Drehimpulsen, kann man durch Nachweis des Protons unter verschiedenen Winkeln in Koinzidenz mit dem unter einem festen Winkel gestreuten Elektron erhalten.

Für die Anregung zu dieser Arbeit und ihre Förderung bin ich Herrn Professor Dr.V.H.Walther sehr zu Dank verpflichtet. Herrn Professor Dr.H.Ehrenberg möchte ich für sein stetes Interesse danken.

Zu großem Dank bin ich auch den Herren F.Borkowski und Chr.Schmitt verpflichtet für ihre unermüdliche Unterstützung.

Weiterhin danke ich den Herren Professor Dr.G.Höhler, Dr.E.Pietarinen und Dr.I.Sabba-Stefanescu, Karlsruhe, sowie Professor Dr.H.Arenhövel und Dr.W.Fabian, Mainz, für die klärenden Diskussionen zur Auswertung der Daten; Herrn Dr.R.D.Wendling, CERN, für seine Hilfe bei der Erstellung der Kompilation und den Herren Professor Dr.H.Frank, A. von Gunten und D.Bender, Darmstadt, für ihre bereitwillige experimentelle Unterstützung.

Ebenfalls bedanke ich mich bei den Mitgliedern der Feinmechanischen Werkstätten, dem Vakuumlabor und der Elektronenstreu Gruppe, insbesondere Herrn Kazubski, für die präzise Herstellung der Gastargets.

Nicht zuletzt gilt mein Dank Frau I.Schilling für das Schreiben der Arbeit und Fräulein M.Weitzel für die Zeichnungen.

Schließlich sei für die Gewährung eines Doktoranden-Stipendiums durch die Studienstiftung des Deutschen Volkes gedankt.

Anhang

A.1 Formeln und Definitionen zur theoretischen Beschreibung der e-p- und e-d-Streuung

Bei der Auswertung wurden folgende Werte benutzt:

	Masse	magnetisches Moment
Proton	$M_p = 938.256 \text{ MeV}$	$\mu_p = 2.79276$
Neutron	$M_n = 939,55 \text{ MeV}$	$\mu_n = -1.91315$
Deuteron	$M_d = 1875.587 \text{ MeV}$	$\mu_d = 0.8565$
Elektron	$m_e = 0.511 \text{ MeV}$	
Pion	$m_\pi = 139.58 \text{ MeV}$	

Bindungsenergie des Deuterons

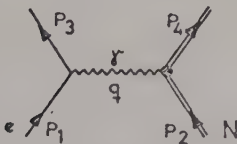
$$E_B = 2.2246 \text{ MeV}$$

Quadrupolmoment des Deuterons

$$Q = 2.2875 \text{ fm}^2$$

Die Abweichung des magnetischen Momentes beim Deuteron von der Summe aus den Momenten des Protons und Neutrons wird durch die Annahme einer Beimischung des 3D_1 -Zustandes von 4 bis 7 % zum 3S_1 -Grundzustand erklärt.

A.1.1 Kinematik der Streuprozesse



Die kinematischen Größen werden aus dem Viererimpuls der Teilchen $p(E, \vec{p})$ vor und nach dem Streuprozess errechnet. Für das Elektron sind es die Größen p_1 und p_3 und für das Nukleonsystem die Größen p_2 und p_4 .

Im Experiment wurden die Energien E_1 und E_3 und der Streuwinkel θ der Elektronen im Laborsystem bestimmt. Wird die Masse der Elektronen gegenüber der Gesamtenergie vernachlässigt, so ergeben sich folgende Beziehungen :

Viererimpulsübertrag

$$q^2 = -t = 4 E_1 E_3 \sin^2 \theta/2$$

Rückstoßfaktor

$$n = E_3^{\text{elast.}} / E_1 = (1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \theta/2)^{-1}$$

M Masse des Nukleonsystems

Für die inelastische Streuung am Deuteron:

Anregungsenergie im Ruhesystem des Deuteron

$$\epsilon = E_{np} + E_B \quad E_{np} \text{ Relativenergie zwischen dem auslaufenden Proton und Neutron}$$

Energie des gestreuten Elektrons

$$E_3 = [E_1 - \epsilon(1 + \epsilon/2M_d)] n \quad 0 \leq E_3 \leq E_1 n$$

$$0 \leq \epsilon \leq M_d \left(\sqrt{1 + \frac{2E_1}{M_d}} - 1 \right) = E_1, \text{ falls } \frac{2E_1}{M_d} < 1$$

Energieübertrag im Laborsystem

$$\omega_L = E_1(1-n) + \epsilon(1 + \epsilon/2M_d) n \quad E_1(1-n) \leq \omega_L \leq E_1$$

Energieübertrag im CM-System

$$\omega = \frac{M_d}{\epsilon + M_d} \left(\omega_L - \frac{q^2}{M_d} \right) \quad E_1(n-1) \leq \omega \leq \frac{E_1}{\sqrt{1 + \frac{2E_1}{M_d}}} \approx E_1 \text{ falls } \frac{2E_1}{M_d} \ll 1$$

Dreierimpulsübertrag im CM-System

$$\vec{q}^2 = q^2 + \omega^2 \quad \text{für } E_3 = 0, \vec{q}^2 = \frac{-E_1^2}{1 + \frac{2E_1}{M_d}} \approx -E_1^2 \text{ falls } \frac{2E_1}{M_d} \ll 1$$

$$\text{für } \epsilon \text{ fest } \vec{q}_{\min}^2 = - \frac{\epsilon^2 (1 + \frac{\epsilon}{2M_d})^2}{1 + \frac{2\epsilon(1 + \epsilon/2M_d)}{M_d}} \approx -\epsilon^2$$

$$\text{falls } \frac{\epsilon}{2M_d} \ll 1$$

A.1.2 Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen e-p-Streuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen e-p-Streuung wurde an Nukleonen mit anomalem, magnetischem Moment und endlicher Ausdehnung von Rosenbluth berechnet (Ros 50). Das Quadrat der Streuamplitude mit den entsprechenden Strömen von Elektron und Proton führt in 1. Bornscher Näherung, nach Mittelung über die Spins im Anfangszustand und der Summierung im Endzustand, auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

Rosenbluth-Formel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \theta)_{NS} \left\{ \frac{G_{EP}^2(q^2) + \tau G_{MP}^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau \tan^2 \theta/2 G_{MP}^2(q^2) \right\} \quad (A.1.2.1)$$

$$= \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \theta)_{NS} \{ A_p(q^2) G_{EP}^2(q^2) + B_p(q^2, \theta) G_{MP}^2(q^2) \} \quad (A.1.2.2)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \theta)_{NS} = \frac{\alpha^2}{4E_1^2} \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2} \quad n = \text{"no structure" Wirkungsquerschnitt}$$

$$A_p(q^2) = (1 + \tau)^{-1}$$

$$B_p(q^2, \theta) = \frac{\tau}{1 + \tau} \{ 1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \theta/2 \}$$

$$\tau = q^2 (4 M_p^2)^{-1}$$

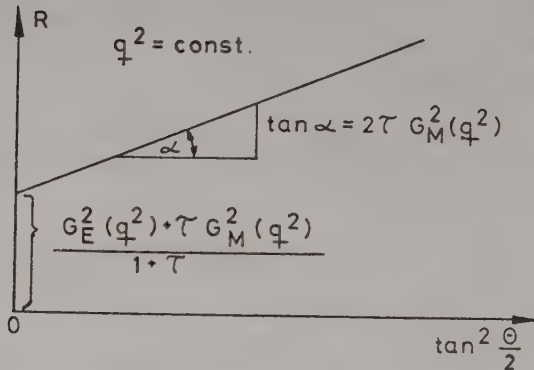
Bei $q^2 = 0$ (statischer Grenzfall) nehmen die Sachs faktoren $G_{EP}(q^2)$, $G_{MP}(q^2)/\mu$ den Wert 1 an. Sie lassen sich im Breitensystem ($\vec{q}^2 = q^2$) als Fourier transformierte der Verteilung der elektrischen Ladung $\rho(\vec{r})$ und des magnetischen Momentes $\mu(\vec{r})$ interpretieren (Sac 62).

Trägt man das Verhältnis

$$R = \frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{d\sigma}{d\Omega}_{NS} = a + b \tan^2 \theta/2 \quad (A.1.2.3)$$

$$a = \frac{G_{EP}^2(q^2) + \tau G_{MP}^2(q^2)}{1 + \tau} \quad b = 2\tau G_{MP}^2(q^2)$$

für einen konstanten Wert von q^2 in Abhängigkeit von $\tan^2 \Theta/2$ auf (Rosenbluth-Plot, Fig. 1), so kann man aus der Steigung und dem Ordinatenabschnitt der Geraden $G_{EP}(q^2)$ und $G_{MP}(q^2)$ getrennt bestimmen.



Für spezielle Untersuchungen wurden Modifikationen dieser Auftragungsweisen bevorzugt (s.Komp.).

Gültigkeit der Rosenbluth-Formel

Die Rosenbluth-Formel beruht auf der Annahme, daß beim Streuprozeß nur ein Photon ausgetauscht wird (1.Bornsche Näherung). Die Gültigkeit dieser Näherung wurde in mehreren Arbeiten untersucht. Sie haben gezeigt, daß für alle Energien innerhalb der Meßgenauigkeit von 1 bis 2 %, zwischen Elektron und Proton nur ein Photon ausgetauscht wird. Besonders erwähnt seien die Experimente zur Untersuchung der Polarisierung des Rückstoßprotons (GioG 65, BizB 65) und die Relativmessungen der e^-p - zur e^+p -Streuung (YouP 62, BroL 65, AndB 66, Wal 68, BouB 68, MarB 68). Im Rahmen dieses Experimentes kann eine experimentelle Untersuchung nicht vorgenommen werden, da eine Abweichung von der Linearität in den Rosenbluth-Plots keinen empfindlichen Test darstellt (FlaK 63).

Theoretische Überlegungen von Greenhut (Gre 68) geben bei kleinen Streuenergien eine Korrektur durch den Beitrag eines Zwei-Photon-Austausches im Wirkungsquerschnitt von 1 bis 2 % an. Die Größe dieser Korrektur ist stark vom zugrunde gelegten Potential abhängig. Im kinematischen Bereich dieses Experimentes beträgt die Energie- und Winkelabhängigkeit nur 0.2 %. Eine weitere Untersuchung wurde mit Phasenanalysen-Programmen vorgenommen, die eine Änderung des Wirkungsquerschnittes von 0.4 bis 0.7 % zu Energien zwischen 150 bis 300 MeV ergeben. Diese Abschätzungen enthalten aber große Unsicherheiten (DreB p).

A.1.3 Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen e-d-Streuung

Zur Berechnung wird ebenfalls die 1. Bornsche Näherung angenommen (Fra 73). Den differentiellen Wirkungsquerschnitt kann man analog zur e-p-Streuung beschreiben (Gou 63, 66)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \Theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \Theta)_{NS} \{ A_d(q^2) + B_d(q^2, \Theta) \} \quad (A.1.3.1)$$

$$A_d(q^2) = G_{cd}^2(q^2) + \frac{8}{9} \tau^2 G_{Qd}^2(q^2)$$

$$B_d(q^2, \Theta) = \frac{2}{3} \tau G_{Md}^2(q^2) \{ 1 + 2 (1 + \tau) \tan^2 \Theta/2 \}$$

In der Literatur findet man den Wirkungsquerschnitt oft in einen winkelabhängigen und einen -unabhängigen Anteil gegliedert :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \Theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \Theta)_{NS} \{ A(q^2) + B(q^2) \tan^2 \Theta/2 \} \quad (A1.3.2)$$

$$A(q^2) = A_d(q^2) + \frac{2}{3} \tau G_{Md}^2(q^2)$$

$$B(q^2) = \frac{4}{3} \tau (1 + \tau) G_{Md}^2(q^2)$$

Außer dem Ladungs-Formfaktor G_{cd} und dem magnetischen Dipol-Formfaktor G_{Md} muß auch der elektrische Quadrupol-Formfaktor G_{Qd} berücksichtigt werden.

Bei Vernachlässigung zusätzlicher Wechselwirkungseffekte (MEC, JC) gilt folgender Zusammenhang :

$$G_{Cd} = 2 G_{ES} C_E$$

$$G_{Qd} = 2 G_{ES} C_Q$$

$$G_{Md} = \frac{M_d}{M_p} \{ 2 G_{MS} C_1 + 2 G_{ES} C_2 \}$$

G_{ES} und G_{MS} sind die isoskalaren elektrischen und magnetischen Nukleon Formfaktoren.

C_E , C_Q , C_1 , C_2 beschreiben die Struktur des Deuterons und werden aus den Deuteron-Wellenfunktionen berechnet.

A.1.4 Inelastische e-d-Streuung

Der doppeltdifferentielle Wirkungsquerschnitt ist proportional dem Quadrat des Übergangsmatrixelementes

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \sim | \langle f | j_\mu(\vec{r}) A^\mu(\vec{r}) d^3\vec{r} | i \rangle |^2 \quad (A1.4.1)$$

Zur Bestimmung der Wellenfunktion des Deuterons betrachtet man ein Zwei-Teilchensystem in einem Potential

$$|d\rangle = |np\rangle = |^3S_1\rangle + P |^3D_1\rangle$$

Außer im Grundzustand 3S_1 befindet sich das Deuteron mit einer Wahrscheinlichkeit P im Zustand 3D_1 , so daß die statischen Eigenschaften (speziell das magnetische Moment) annähernd beschrieben werden können.

Der Strom des NN-Systems setzt sich aus einem longitudinalen und transversalen Anteil zusammen :

$$\vec{j}(\rho, \vec{j}) \quad \vec{j} = \vec{j}^t + \vec{j}^l \quad \vec{j}^l \parallel \vec{q} \quad \vec{j}^t \perp \vec{q}$$

Durch die Kopplung mit dem virtuellen Photonenfeld erhält man drei Arten von Matrixelementen :

a) transversal magnetisch

$$M^L = \int \langle f | \vec{j} | i \rangle \cdot \vec{A}^L | (\vec{r}, M) d^3r$$

b) transversal elektrisch

$$E^L = i \int \langle f | \vec{j} | i \rangle \cdot \vec{A}^L | (\vec{r}, E) d^3r$$

c) longitudinal ("Coulomb")

$$C^L = \int \langle f | \rho | i \rangle \cdot j_L(qr) Y^L | \frac{1}{r} d^3r$$

(Dieser Anteil entfällt beim reellen Photonenfeld.)

Falls nur das gestreute Elektron nachgewiesen wird, erhält man folgenden Ausdruck (Fab 75):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} (E_1, E_3, \theta) = \frac{1}{\pi^2} \frac{\alpha \omega}{(q_\mu^2)^2} \frac{K_3}{K_1} \{ V_L f_L + V_t f_t \} \quad (A1.4.2)$$

Kinematische Größen für $m_e = 0$

$$q_\mu^2 = q^2; \quad K_1 = E_1; \quad K_3 = E_3$$

$$V_L = 2E_1E_3 \left[2E_1E_3 \frac{\sin \theta \sin \theta/2}{E_1^2 + E_3^2 - 2E_1E_3 \cos \theta} \right]^2$$

$$V_t = \frac{2E_1E_3 \sin^2 \theta/2}{E_1^2 + E_3^2 - 2E_1E_3 \cos \theta} \left[(E_1 + E_3)^2 - 2E_1E_3 \cos^2 \theta/2 \right]$$

Formfaktoren

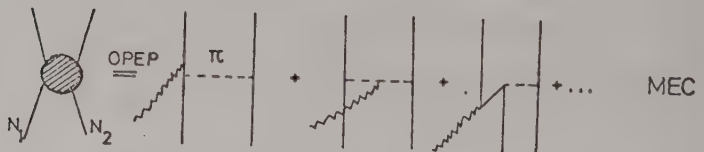
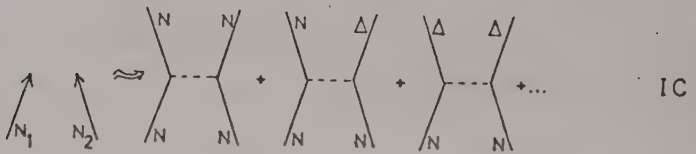
$$\text{longitudinal: } f_L = \frac{16 \pi^2}{3} \sum_L \frac{1}{2L+1} |C_L(\vec{q}^2, E_{np})|^2$$

$$\text{transversal: } f_t = \frac{16 \pi^2}{3} \sum_L \frac{1}{2L+1} (|E_L(\vec{q}, E_{np})|^2 + |M_L(\vec{q}^2, E_{np})|^2)$$

Sie sind so normiert, daß im Falle reeller Photonen ($\vec{q}^2 = \omega^2$) f_t gleich dem totalen Photodisintegrationsquerschnitt ist (Par 64).

Die Coulomb-, elektrischen und magnetischen Matrixelemente C_L , E_L und M_L werden bis zu einem Drehimpuls $L = 6$ exakt berechnet. Im quasielastischen Peak, wo höhere Multipol-Übergänge maßgebend werden, wurde eine Abschätzung in Bornscher Näherung (Are) vorgenommen, die mit der verwendeten Padé-Approximationsmethode (Fab 75) in dem betrachteten kinematischen Bereich übereinstimmt.

Zur Berücksichtigung von Beiträgen durch Isobarkonfigurationen (IC) und von Mesonenaustauschströmen (MEC) müssen die Wellenfunktionen und die Stromoperatoren geändert werden.



Wellenfunktionen :

$$|d\rangle = |np\rangle + |\Delta\Delta\rangle + |NN^*\rangle + \dots + |n\rho\pi^+\rangle + |np2\pi^+\rangle + \dots$$

Normalanteil
IC
MEC

Stromoperator:

$$j^\mu = j_{NN \rightarrow NN}^\mu + j_{NN \rightarrow N\Delta}^\mu + j_{NN \rightarrow \Delta\Delta}^\mu + \dots$$

Normalanteil
IC

$$\rho \frac{n \cdot r}{r^3} \rho ; \vec{J} = \vec{J}_1 |1\rangle + \vec{J}_2 |2\rangle \dots$$

MEC

(d.h. der longitudinale Übergang wird durch MEC nicht geändert)

A.2. Bestimmung der Streuenergie E_1

Die Streuenergie E_1 ist die Energie der einlaufenden Elektronen in der Mitte des Targets. Falls die Primärenergie E_p bekannt ist, kann man E_1 unter Berücksichtigung des wahrscheinlichsten Energieverlustes der Elektronen bis zur Targetmitte E_i^V direkt berechnen

$$E_1 = E_p - E_i^V$$

Eine genaue Bestimmung von E_1 erhält man aus der Lage der wahrscheinlichsten Energie der elastisch gestreuten Elektronen E_{sp} im Spektrum (Peakenergie) :

$$E_1 = (E_{sp} + E_i^n) / n$$

n Rückstoßfaktor (Anh. A 1)

E_i^n wahrscheinlichster Energieverlust der Elektronen von der Targetmitte bis zum Eintritt ins Spektrometer

Im Gegensatz zu schweren Kernen liegt bei Messungen an leichten Kernen aufgrund von Rückstoßeffekten eine breite elastische Linie vor. Daher ist es günstiger, die Streuenergie bei Streuexperimenten an schweren Kernen zu bestimmen (Els 77). In diesem Experiment wurde ein Kohlenstofftarget zur Energiebestimmung verwendet. Das Magnetfeld des 180° -Spektrometers wurde hierbei so gewählt, daß der Sollimpuls mit dem Impuls des elastisch gestreuten Elektronen übereinstimmte, so daß große Dispersionskorrekturen vermieden wurden. Die Primärenergie E_p wurde aus dem Spektrum der gestreuten Elektronen mit verschiedenen Methoden gewonnen, deren Ergebnisse untereinander auf 0.2 % übereinstimmen (Sim 73). Die zur Auswertung verwendeten Konstanten sind in Tabelle A 1 zusammengestellt.

Das Magnetfeld wurde mittels einer Protonen-Resonanzsonde auf besser als $5 \cdot 10^{-6}$ geregelt. Die Elektronenenergie auf der Sollbahn ist proportional zur Protonen-Resonanzfrequenz ν

$$E_{\text{Sol1}} = K(v)v$$

Der Energieeichfaktor $K(v)$ wurde neu bestimmt und der Fehler betrug max. 0.5 ‰ (Reu 76).

In jeder Meßreihe wurde die Primärenergie mehrmals kontrolliert und innerhalb einer Meßgenauigkeit von 0.13 ‰ keine Änderung festgestellt.

Material	Dicke Δs	Dicke in Einheiten von Strah- lungslän- gen		wahrschein- lichster Energie- verlust in keV	ξ_L in MeV	ξ_{MT} in (MeV) ²
		t	b			
		in ‰				
<u>Fl.Target</u>						
H ₂ (20° k)	≤ 1 cm	≤ 1.12	1.357	≤ 295	≤ 0.0107	≤ 0.0098
D ₂ (20° k)	≤ 1 cm	≤ 1.17	1.357	≤ 310	≤ 0.0112	≤ 0.0103
Kapton(vor)						
C ₂₂ H ₁₀ N ₂ O ₅	2x12.5μ	0.09	1.364	~ 7	0.0003	0.0003
Kapton(nach)	2x12.5μ	0.09	1.364	~ 7	0.0003	0.0003
Superisola- tionsfolie						
	2x12.5μ	0.49	1.365	38	0.0016	0.0014
A _L	50 μ	0.56	1.367	22	0.0010	0.0010
Luft	4 cm	0.01	1.365	9	0.0002	0.0002
Kapton	2x12.5μ	0.87	1.364	67	0.0029	0.0032
<u>Gas-Targets</u>						
H ₂ , D ₂ (10atm)	≤ 3 cm	≤ 0.04	1.357	≤ 12	≤ 0.0004	≤ 0.0004
A _L	50 μ	0.56	1.367	22	0.0010	0.0010
Luft	6 cm	0.02	1.365	14	0.0003	0.0003
A _L (2 x)	250 μ	2.8	1.367	110	0.0050	0.0050
Luft	3 cm	0.01	1.365	7	0.0002	0.0002
Kapton	25 μ	0.09	1.364	7	0.0003	0.0003

Tabelle A 1: Zur Berechnung der Energie der Elektronen und der Strahlungs-
korrekturen. ϵ_L = Konstante nach Landau und ϵ_{MT} nach
Mo und Tsai (siehe Text)

A.3. Bestimmung des Untergrundes

Außer den am Proton bzw. Deuteron gestreuten Elektronen werden im Detektor noch zusätzlich Ereignisse registriert, die als Untergrund bezeichnet werden. Eine Komponente, der sogenannte Raumuntergrund, ist im wesentlichen energieunabhängig, ändert sich aber mit der Massenbelegung und dem Targetmaterial. Die zweite Komponente, der Folienuntergrund, wird beim Flüssigkeitstarget von elastisch und inelastisch gestreuten Elektronen in der Zellwand erzeugt. Beim Gastarget blendet das Kollimatorsystem diese Elektronen aus. Hierbei entsteht aber ein zusätzlicher Untergrund durch die Gas-Verunreinigung und die Vielfachstreuung der Elektronen in der Targetwand.

A.3.1 Untergrundbestimmung für Messungen mit dem 180° -Spektrometer

Mit dem 180° -Spektrometer wurden Spektren zur e-d- und e-p-Streuung mit dem Flüssigkeitstarget und dem Gastarget aufgenommen.

Bei Messungen mit dem Flüssigkeitstarget macht sich der Folienuntergrund nur im Bereich der Primärenergie maßgebend bemerkbar. Die Kaptonfolie enthält neben Wasserstoff nur schwere Elemente (Kaptonfolie: $C_{22}H_{12}N_2O_5$), so daß die Energie der in der Folie elastisch gestreuten Elektronen mit der Primärenergie fast übereinstimmt ($E_3 = E_1n \sim E_1 \sim E_p$).

Bei der e-p-Streuung zeigen die Spektren mit der Leerzelle als Target im Bereich der elastischen Linie für Streuenergien größer als 200 MeV und Streuwinkeln größer als 60° keine Strukturen und können als energieunabhängig angenommen werden. Dies resultiert aus dem großen energetischen Abstand der elastischen Linie zwischen den am Proton und den an schweren Kernen gestreuten Elektronen. Bei dieser Voraussetzung wird die Höhe des als konstant angenommenen Untergrundes mit mehr als zehn Kanälen oberhalb der elastischen Linie festgelegt, wo aufgrund der Kinematik keine am Proton gestreuten Elektronen registriert werden. Falls das Untergrundspektrum strukturiert ist, wird zunächst die mit der Leerzelle als Target aufgenommene Zählrate subtrahiert, wobei die energetische Verschiebung der Spektren zueinander, bedingt durch den unterschiedlichen Energieverlust

im Flüssigkeitstarget und der Leerzelle berücksichtigt wird. Der noch verbleibende Untergrund wird analog dem konstanten behandelt. Der gesamte Untergrund im Bereich der Integrationsgrenzen der elastischen Linie ist größtenteils kleiner als 1 % der Fläche.

Bei der elastischen e-d-Streuung muß man die Struktur des Folienuntergrundes in einem größeren Energie- und Winkel-Bereich berücksichtigen, da der energetische Abstand der elastischen e-d und ^{12}C (Kaptonfolie) Linie sehr gering ist. Es könnte auch hier die gleiche Methode der Untergrund-Subtraktion wie bei der Auswertung der e-p-Streuung angewandt werden, da das Integral über den Energiebereich $\Delta E \approx 2 \text{ MeV}$ maßgebend ist, und die Strukturveränderungen im Folienspektrum durch die unterschiedlichen Energieverluste beim Flüssigkeitstarget und bei der Leerzelle sich nur gering auswirken ($\sim 0.5 \text{ }^\circ/\infty$).

Bei der inelastischen e-d-Streuung ist der gemessene Impulsbereich bei vorgegebener Primärenergie und vorgegebenem Streuwinkel wesentlich größer als bei der elastischen. Dadurch ist die Annahme eines energieunabhängigen Raumuntergrundes nicht mehr gesichert. Im doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt ($\sim \frac{\delta N}{\delta E}$), der maßgebenden Größe für die inelastische Auswertung, machen sich geringe Änderungen in der Struktur des Untergrund-Spektrums stärker bemerkbar als im Integral über einen größeren Energiebereich. Das Spektrum der gestreuten Elektronen mit der Leerzelle als Target zeigte bei höheren Streuwinkeln und Streuenergien ($E_p > 140 \text{ MeV}$, $\theta > 40^\circ$) keine Strukturen, da der Folienuntergrund im Vergleich zum Raumuntergrund gering war. Zur Bestimmung des Untergrundes wurden Messungen am flüssigen H_2 -Target vorgenommen. Wenn die Energie der elastisch gestreuten Elektronen zur e-p-Streuung wesentlich kleiner als die Energie der elastisch gestreuten Elektronen zur e-d-Streuung ist, kann man oberhalb der elastischen e-p-Linie den Untergrund bestimmen. Dieser Untergrund muß bei beiden Targets (flüssiges H_2 - und flüssiges D_2 -Target) gleich groß sein, da der Aufbau der Streukammer sowie der mittlere Aufstreuwinkel nach dem Durchgang der Elektronen durch die Targets identisch sind. Im energetischen Bereich der elastischen Linie der e-p-Streuung ist der Untergrund-Anteil im quasielastischen Peak gering, so daß eine Extrapolation aus dem energetisch höheren Bereich keinen großen Fehler zur Folge hat ($< 0.5 \text{ } \%$). Unterhalb der elastischen e-p-Linie kann der Anteil aus der e-p-Streuung durch die Berechnung des Strahlenschwanzes nach Mo und Tsai (Kap.A.4.2) bestimmt werden. Diese Methode erlaubt - falls der Folienuntergrund maßgebend wird - ebenfalls eine gute Untergrund-Subtraktion,

denn durch den gleichen Energieverlust der Elektronen in beiden Targets ist die Struktur identisch. In diesem Experiment konnte meistens der Untergrund bei der inelastischen e-d-Streuung durch Messungen mit der Leerzelle als Target bestimmt werden, da der mittlere Außenwinkel für die Elektronen beim Durchgang durch das flüssige D_2 -Target klein und daher die Raumuntergrund-Komponente weitgehend von der Wahl des Targets unabhängig war.

Bei der bisherigen Betrachtung des Untergrundes wurde der Beitrag von elastisch gestreuten Elektronen am Wasserstoff, der sich in der Kaptonfolie und als Verunreinigung im D_2 -Gas befindet, außer Acht gelassen. Im Spektrum der inelastischen e-d-Streuung macht er sich jedoch deutlich bemerkbar (s. Komp.).

Zunächst wurde der Wasserstoffanteil im Deuterium experimentell bestimmt. Für $E_1 = 80$ MeV und $\theta = 30^\circ$ kann man das inelastische Spektrum zur e-d-Streuung im Bereich der elastischen Linie zur e-p-Streuung durch eine Gerade mit geringer Steigung beschreiben. Subtrahiert man das inelastische Spektrum, so erhält man die elastische Linie zur e-p-Streuung. Mit dem Wasserstofftarget wurde unter gleichen kinematischen Bedingungen ein Spektrum erzeugt. Der Vergleich beider elastischer Linien erbrachte einen Fremanteil von Wasserstoff im Deuterium von 1.6 ‰, der für die weitere Auswertung als konstant angenommen wurde. Für Messungen, bei denen keine Spektren zur e-p-Streuung vorlagen, wurde zur Korrektur die Linienform aus einer Faltung von Gaußverteilungen unter Berücksichtigung der Primärverteilung, der Stragglings-Effekte, der Targetausdehnung und der Raumwinkelakzeptanz berechnet (Sim 73). Zu niedrigen Energien hin wurde der Strahlenschwanz nach Mo und Tsai bestimmt (Anhang A 4.2).

Bei Messungen mit dem Gastarget wurde vorwiegend die elastische e-d-Streuung untersucht. Hier kann man den Gesamtuntergrund direkt aus der Messung mit der Leerzelle unter sonst gleichen Bedingungen bestimmen, da der mittlere Aufstreuungswinkel durch das Gas kaum geändert wird. Die Verunreinigung des Gases durch andere Komponenten O, N usw. bewirkt nur ein sehr geringes Anheben der Zählraten am hochenergetischen Ende des Spektrums. Für den nie-

der energetischen Bereich des Spektrums kann man diese Untergrundkomponente vernachlässigen. Man beobachtet einen wachsenden Untergrund mit abnehmender Energie, was durch die Vielfachstreuung der Elektronen in der Targetwand hervorgerufen wird. Durch Änderung der geometrischen Form des Targets und des Strahlprofils kann sich die Höhe des Untergrundes ändern (Sch 77), so daß eine zusätzliche Kontrolle auf der hochenergetischen Seite des Spektrums notwendig wird.

A.3.2 Untergrundbestimmung bei Messungen mit dem Festwinkelspektrometer

Da man den Raumuntergrund bei der Messung mit dem Festwinkel-Spektrometer vernachlässigen kann (Sto 73), ist nur der Folienuntergrund zu berücksichtigen, der unter sonst gleichen Bedingungen durch Messungen mit der Leierzelle als Target bestimmt wird. Eine mögliche Änderung des Untergrundes beim Gastarget wird durch Vergleichsmessungen mit dem 180° -Spektrometer berücksichtigt (Sch 77).

A.4 Strahlungskorrekturen

A.4.1 Elastische Streuung

Die Strahlungskorrekturen für die Potentialstreuung wurden von Schwinger entwickelt (Sch 49). Sie erlauben eine Berechnung des Wirkungsquerschnittes in Bornscher Näherung $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B$ aus dem experimentellen Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}}$ in einfacher Form

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B (1 + \delta) \quad (\text{A4.1.3})$$

Die Größe δ hängt von den kinematischen Größen des Streuprozesses und zusätzlich von ΔE , dem maximalen Energieverlust der im Spektrum registrierten Elektronen ab.

Die Korrektur, die bei schweren Kernen benutzt wird, weist zwei Nachteile auf: es werden die Vielfach-Emissionen von reellen und virtuellen weichen Photonen sowie die Kernrückstoßeffekte vernachlässigt.

Tsai (Tsa 61) und Meister und Yennie (MeiY 63) entwickelten eine Strahlungskorrektur, die diese Effekte einschließt. Bei niedrigen Energien führen ihre Korrekturen zu gleichem Ergebnis (MoT 69). Deshalb wurde für diese Arbeit die einfachere Formel von Meister und Yennie verwendet. Die Vielfachemissionen weicher Photonen wurde durch Exponentieren des infrarot divergenten Anteils, dem doppelt logarithmischen Term von δ berücksichtigt. Der Gültigkeitsbereich dieser Formel wird maßgebend durch die Wahl von ΔE bestimmt :

1. $\Delta E \ll E_3 / (1 + 2E_1/M)$
 E_1, E_3 ist die Energie vor bzw. nach dem Streuprozess
 M ist die Masse des Rückstoßsystems

2. $\Delta E \gg \frac{\partial E_3}{\partial E_1} \Delta E_1; \Delta E \gg \frac{\partial E_3}{\partial \theta} \Delta \theta$

θ Elektronenstreuwinkel

Die Verbreiterung der elastischen Linie, bedingt durch die Primär-Verteilung ΔE und die endliche Breite der Spektrometer-Akzeptanz ΔE_0 ist nach Tsai (Tsa 61) solange nicht störend, als ΔE ausreichend größer als die Verbreiterung der Linie gemäß dieser beiden Effekte ist.

Die Berechnung der Strahlenkorrekturen nach Meister und Yennie setzt eine konstante Streuamplitude voraus. Durch Photon-Emission der Energie ω_1 des Elektrons vor dem Streuprozess ändert sich der Impulsübertrag auf das Hadron-System, was eine Änderung der Streuamplitude bewirkt. Durch den Faktor K im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt kann diese Variation der Streuamplitude berücksichtigt werden :

$$K = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(E_1) / \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(E_1 - \omega_1)$$

Der dadurch hervorgerufene Anteil im niederenergetischen Teil des Spektrums wurde nach der Formel C 11(MoT 69) berechnet und beträgt 0.6 % bei diesem Experiment.

Ionisations- und Bremsstrahlungs-Straggling

Diese Effekte entstehen beim Durchgang der Elektronen durch das Material vor und nach dem Streuprozess und werden durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt

$$(1 + \delta_I) e^{\delta_B} \quad (\text{A.4.1.4})$$

Ionisationsstraggling (Lan 44)

$$\delta_I = \epsilon / \Delta E = \sum_{\text{Komponenten}} \epsilon_i / \Delta E \quad (\text{A.4.1.5})$$

$$\epsilon_i = 0.154 \frac{\sum_i Z_i}{\sum_i A_i} \rho \Delta s$$

Z_i, A_i Kernladung bzw. Atomgewicht der einzelnen Komponente

$\rho \Delta s$ Massenbelegung in g/cm^2

Bremsstrahlungsstraggling (MoT 69).

$$\delta_B = (bt)_1 \ln \frac{E_1}{\frac{1}{2} E} + (bt)_3 \ln \frac{E_3}{\Delta E} \quad (\text{A.4.1.6})$$

$$b = \frac{4}{3} \left\{ 1 + \frac{1}{9} \left[\frac{(Z+1)}{(Z+a)} \right] \left[\ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \right]^{-1} \right\} = 1.357$$

$$a = \ln (1440 Z^{-2/3}) / \ln (183 Z^{-1/3})$$

t_1, t_3 Massenbelegung vor bzw. nach dem Streuprozess in Einheiten der Strahlungslänge

n Rückstoßfaktor (s. Anhang A 1.1)

Die für die Berechnung notwendigen Konstanten sind in Tabelle A.1 zusammengestellt.

Die Genauigkeit der Korrektur wird mit 1 % (im Wirkungsquerschnitt 0.05 %) für $0.5 E_1 < E < E_1$ angegeben. Zur Berechnung von δ_B wird "complete screening" vorausgesetzt sowie $\Delta E/E_3 \ll 1$ und $b(t_1+t_3) = bT \ll 1$. Diese Bedingungen sind im Experiment gut erfüllt.

Wahl von ΔE

Bis zu einer minimalen Energiedifferenz $\Delta E = E_1 - E_3$ von 5 % geben Mo und Tsai sowie Meister und Yennie die Genauigkeit der Korrekturen mit 1 bis 2 % (im Wirkungsquerschnitt bis 0.3 %) an. Mit abnehmender Energiedifferenz wird der Fehler rapid größer. Da man bei der elastischen e-p-Streuung ΔE beliebig groß wählen kann, weil keine inelastische Streuung vorliegt, wurde als einheitlicher Wert $\Delta E/E_3 = 5\%$ gewählt. - Im Falle der e-d-Streuung beträgt die maximale Energiedifferenz $E_{\max} \approx 2$ MeV. Untersuchungen von Peuser (Peu 73) haben gezeigt, daß sich der Wirkungsquerschnitt für die elastische e-p-Streuung bei ΔE von 1.5 % etwa um 0.3 % ändert. Da sich hierbei die Verbreiterung der Linie störend bemerkbar macht, wurde für verschiedene Linienbreiten durch Variation des Spektrometerspaltes (Änderung der Winkelakzeptanz $\Delta\theta$) eine Abschätzung vorgenommen. Dabei stellte sich heraus, daß diese Änderung immer in der gleichen Größenordnung (~ 0.25 bis 0.3%) blieb, falls $\Delta E \approx 1.5 \cdot \Gamma$ (Γ = Halbwertsbreite der elastischen Linie) ist. Diese Bedingung konnte durch eine entsprechende Wahl von $\Delta\theta$ erreicht werden. Als Halbwertsbreite der elastischen Linie wurde 1 MeV gefordert, woraus sich ein maximaler Öffnungswinkel ergab. In allen Messungen wurde ein $\Delta\theta$ von 1.2° für flüssige Targets und 1.4° für Gastargets gewählt, so daß bei hohen Energien der Öffnungswinkel groß genug war, um in angemessenem Zeitraum eine gute Statistik zu erreichen.

A.4.2 Inelastische Streuung

Um das inelastische Spektrum der e-d-Streuung auszuwerten, ist es notwendig, den Strahlenschwanz der elastischen Linie zu subtrahieren. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich nach Formel A 16 von Mo und Tsai (MoT 69) berechnen. Er besteht aus zwei Termen :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3 T} + \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} \text{ Str} \quad (\text{A.4.2.1})$$

Der erste Term (Formel A 4.2.1) berücksichtigt die Stragglingeffekte im Target und der zweite Term enthält im wesentlichen die Bremsstrahlungseffekte beim Streuprozeß. Im kinematischen Bereich dieses Experimentes kann man eine Vereinfachung durch die Anwendung der Radiator-Methode erzielen. Die maßgebende Größe im 1. Term (s. Formel A 4.2.1) ist die Massenbelegung in Einheiten der Strahlungslänge. Um die Bremsstrahlungseffekte beim Streuprozeß zu berücksichtigen, berechnet man eine äquivalente Massenbelegung (Radiator), die den Unterschied beider Terme berücksichtigt. Diese äquivalente Massenbelegung wird wie folgt berechnet :

$$(bt)_B = \frac{\alpha}{\pi} [\ln q^2/m_e^2 - 1] \quad (A 4.2.2)$$

Der Strahlenschwanz kann berechnet werden, wenn man die "Winkel-Peaking-approximation" verwendet, die im kinematischen Bereich des Experimentes angewandt werden kann.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = (\sigma_p + \sigma_B) F_{\text{soft}} \quad (A 4.2.3)$$

Unter Anwendung der Radiatormethode kann man den Anteil durch Bremsstrahlungs- und Ionisationsstraggling vor und nach dem Streuprozeß σ_B und den Anteil durch das Bremsstrahlungsstraggling beim Streuprozeß σ_p wie folgt zusammenfassen :

$$\sigma_p + \sigma_B = A \left\{ \frac{bT_1}{\omega_1} \phi(v_1) + \frac{\epsilon_{MT}}{2\omega_1^2} \right\} + B \left\{ \frac{bT_3}{\omega_3} \phi(v_3) + \frac{\epsilon_{MT}}{2\omega_3^2} \right\}$$

$$A = \frac{M + 2 (E_1 - \omega_1) \sin^2 \theta/2}{M - 2 E_3 \sin^2 \theta/2} \sigma_{el}(E_1 - \omega_1)$$

$$B = \sigma_{el}(E_1)$$

$$bT_1 = bt_1 + (bt)_B ; bT_3 = bt_3 + (bt)_B$$

$$\epsilon_{MT} = \frac{\pi m_e}{2\alpha} \frac{t_1 + t_3}{(Z+a) \ln (183Z^{-1/3})}$$

$$v_1 = \omega_1/E_1; \quad v_3 = \omega_3/(E_3 + \omega_3); \quad \phi(v) = 1 - v + \frac{3}{4} v^2$$

ω_1, ω_3 Energieverlust vor bzw. nach dem Streuprozess

$$\sigma_{el}(E) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Theta)_{el} \cdot F(q^2)$$

$$F(q^2) = 1 + 0.5772 \ln(t_1 + t_3) + \frac{2\alpha}{\pi} \left[-\frac{14}{9} + \frac{13}{12} \ln \frac{q^2}{m_e^2} \right] \\ - \frac{\alpha}{2\pi} \ln^2(E_1/E_3) + \frac{\alpha}{\pi} \left[\frac{\pi^2}{6} - \phi(\cos^2 \Theta/2) \right]$$

$$\phi(x) = \int_0^x -\frac{\ln|1-y|}{y} dy \quad \text{Spence-Funktion}$$

In der Nähe des elastischen Peaks sind Vielfachemissionen weicher Photonen zu berücksichtigen:

$$F_{\text{soft}} = \left(\frac{\omega_1}{E_1} \right) b(t_1 + t_B) \left(\frac{\omega_3}{E_3 + \omega_3} \right) b(t_3 + t_B)$$

Eine zusätzliche Korrektur der endlichen Apertur des Spektrometers und der Targetausdehnung kann vernachlässigt werden.

Nach der Subtraktion des Strahlenschwanzes der elastischen Linie müssen noch weitere Korrekturen an das Spektrum der inelastischen Streuung angebracht werden. Zur Energie E_1 und E_3 werden noch weitere Elektronen registriert, die einen Energieverlust vor (σ_v) und nach (σ_n) dem Streuprozess erfahren haben, aber nicht zum betrachteten inelastischen Streuprozess (E_1, E_3) gehören.

$$\sigma_{\text{red}} = \sigma_{\text{exp}} - \sigma_v - \sigma_n \quad \text{A.4.2.4}$$

Außerdem müssen auch noch jene Elektronen berücksichtigt werden, die zwar zum Streuprozess (E_1, E_3) gehören, aber wegen der Energieverluste nicht im

Bereich um E_3 registriert werden

$$\sigma = \sigma_{\text{red}} (1 + S) \quad (\text{A 4.2.5})$$

Zur Korrektur wird das kontinuierliche Spektrum der inelastischen e-d-Streuung als Summe von diskreten Linien im Abstand ΔE zueinander betrachtet. Die einzelnen Integrale werden dementsprechend berechnet :

$$\sigma_v = \int_{E_{1\min}}^{E_1 - R\Delta E} \sigma_{\text{inel}}(E'_1, E_3) \left[\frac{E_1 - E'_1}{E_3} \right]^{b(t_3 + t_B)} \left[\frac{E_1 - E'_1}{E_1} \right]^{b(t_1 + t_B)} \cdot \left[\frac{b(t_1 + t_B)}{E_1 - E'_1} \phi \left(\frac{E_1 - E'_1}{E_1} \right) + \frac{\xi}{2(E_1 - E'_1)^2} \right] dE'_1$$

$$E_{1\min} = \frac{E_3 + E_B}{1 - \frac{2E_s}{M_d} \sin^2 \theta/2}$$

$$\sigma_n = \int_{E_3 + E}^{E_{3\max}} \sigma_{\text{inel}}(E_1, E'_3) \left[\frac{E'_3 - E_3}{E'_3} \right]^{b(t_3 + t_B)} \left[\frac{(E'_3 - E_3)R}{E_1} \right]^{b(t_1 + t_B)} \cdot \left[\frac{b(t_3 + t_B)}{E'_3 - E_3} \phi \left(\frac{E'_3 - E_3}{E'_3} \right) + \frac{\xi}{2(E'_3 - E_3)^2} \right] dE'_3$$

$$R = \frac{M + 2 E_1 \sin^2 \theta/2}{M - 2 E_3 \sin^2 \theta/2}$$

$$E_{3\max} = E_{1n} - E_B$$

Zu berücksichtigen ist auch beim Streuprozess (E_1, E_3) der Anteil, der durch Strahlungsprozesse nicht im Energiebereich $E_3 \pm \Delta E/2$ erfaßt wird :

$$(1 + \delta) = \left[\frac{E_1}{R\Delta E} \right]^{b(t_1+t_B)} \left[\frac{E_3}{\Delta E} \right]^{b(t_3+t_B)} \cdot \left(1 + \frac{\xi}{(1-2b(t_1+t_3)) \Delta E} \right) F(q^2)$$

Für das Integral σ_n ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{inel.}(E_1^i, E_3^i)$ bekannt, da $E_3 + \omega_2 > E_3$ zu gleichem E_1 ist. Für σ_v gilt diese Voraussetzung nicht, da E_3 konstant und $E_1^i < E_p$ ist. Für niedrige Relativenergien E_{np} ist die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren zu vernachlässigen, so daß man die Änderung der Formfaktoren allein in E_{np} berücksichtigen muß. Die Abhängigkeit wird aus dem Formfaktorenverlauf zur Energie E_1 übernommen. Diese Vereinfachung wurde durch eine simultane Auswertung verschiedener Spektren bei gleichem Streuwinkel und verschiedenen Primärenergien überprüft. Dabei zeigte sich, daß man diese Vereinfachungen in der Strahlungskorrekturberechnung oberhalb des quasielastischen Peaks mit einer Unsicherheit bis 2 % vornehmen kann. Mit wachsender Anregungsenergie E_{np} gewinnt die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren an Bedeutung. Zur Korrektur wurde eine lineare Interpolation der berechneten Formfaktoren (Fab 75) vorgenommen. Eine weitere wichtige Größe ist die Linienbreite ΔE . Jedoch die Größe der Strahlungskorrektur ist nach den Rechnungen nur gering von ihr abhängig ($\sim 1.5\%$ bei einer Änderung mehrerer Halbwertsbreiten der elastischen Linie). Zur Korrektur wurde $\Delta E \approx 1$ Halbwertsbreite gewählt. Da Strahlungskorrekturen für große Anregungsenergien die Größe des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes maßgebend bestimmen, ist für Energien $E_{np} > 60$ MeV eine Unsicherheit von 10 % anzunehmen.

A.5 Beschreibung der Formfaktoren mittels Dispersionsrelationen

Die Dispersionsrelationen eignen sich besonders gut zur Beschreibung der Nukleonformfaktoren, da man annimmt, daß das virtuelle Photon über intermediäre Zustände an das Nukleon koppelt (CheK 58, FedG 58, FraF 60). Bei der Dispersionsrelationen betrachtet man den Formfaktor $G(t)$ als analytische Funktion für alle Werte zum positiven Imaginärteil des Viererimpulsüber-

trages (obere Hälfte der komplexen Ebene von $-q^2 = t$) und für $G(t) \rightarrow 0$ für $|t| \rightarrow \infty$ gilt

$$G(t) = \frac{1}{\pi} \int_{t_0}^{\infty} \frac{\text{Im}G(t')}{t' - t} dt' \quad (\text{A.5.1})$$

Die Spektralfunktion, der Imaginärteil von $G(t)$, kann man in Produktions-experimenten ($e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$) und den Realteil in Streuexperimenten ($e + p \rightarrow e' + p'$) getrennt voneinander bestimmen.



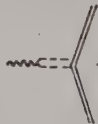
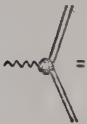
$e + p \rightarrow e' + p'$



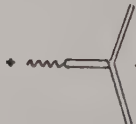
$e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$

Der Schwellenwert im zeitartigen Bereich ($t > 0$) beträgt $t_0 = 4 M_p^2$. Dies bedeutet, daß die t -Abhängigkeit der Formfaktoren in einem großen Zwischenbereich $0 < t < 4 M_p^2$ nicht bestimmt werden kann. Die Struktur des Nukleons

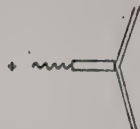
Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon



+ ... über Pionen



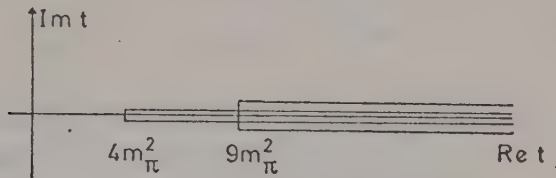
+ ... über Vektormesonen
($\rho, \rho', \omega, \phi, \dots$)



+ ... über weitere Elementar-
teilchen

ist ein Effekt der starken Wechselwirkung und wird damit durch den Austausch virtueller Mesonen beschrieben (π , ρ , ρ' , ω , ϕ etc.). Die Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon erfolgt somit über diese Mesonen (s.Fig.b, A.2

Die Vielfalt von Zuständen wird durch Erhaltungssätze eingeschränkt ($J^{PC} = 1^{--}$). Da nur die dritte Komponente des Isospins $T_3 = 0$ erhalten bleibt, teilt man die Zustände in isoskalare ($T = 0$) und isovektorielle ($T = 1$) ein. Hierbei treten Pole (Diskontinuitäten entlang des Verzweigungsschnittes) schon ab einer niedrigen Schwelle auf ($t_0 = 4 m_\pi^2 \approx$ niedrigster Pion-Zustand).



Schon Untersuchungen von Frazer und Fulco (FraF 59) zeigten, daß die Beiträge dieser virtuellen Zustände maßgebend die t -Abhängigkeit der Nukleon-Formfaktoren im physikalischen Bereich bestimmen.

Das Ziel einer Beschreibung der Daten ist es, die Spektralfunktion $\text{Im}G(t')$ zu bestimmen, d.h. eine Extrapolation vom raumartig ($t \leq 0$) in den zeitar-tigen ($t > 0$) durchzuführen. Eine andere Möglichkeit besteht darin, aus der Kenntnis von $\text{Im}G(t')$ den Formfaktorverlauf für $t \leq 0$ zu berechnen.

Eine einfache Parametrisierung beruht auf dem Vektordominanzmodell (Gou 74)

$$G(q^2) = \sum_V f_{VNN}(q^2) \frac{m_V^2}{f_V} \frac{1}{\Delta_V(q^2)}$$

Diese Summe erstreckt sich über alle Vektormesonen V . $f_{VNN}(q^2)$ ist die Vektormeson-Nukleon-Kopplungs-Konstante und $1/\Delta_V(q^2)$ der Vektormeson-Propagator. Da die einzelnen Größen nicht bekannt sind, macht man folgende Vereinfachungen (BerS 61, Mat 61, BlaZ 74):

Die Vektormeson-Nukleon-Kopplungskonstante f_{VNN} wird als q^2 unabhängig angenommen und mit der Photon-Vektormeson-Kopplungskonstanten m_V^2/f_V in der Konstanten a_1 und m_1^2 zusammengefaßt. Der Vektormeson-Propagator $1/\Delta_V(q^2)$ wird durch einen einfachen Polterm $1/(m_1^2 + q^2)$ berücksichtigt, wobei die endliche Breite vernachlässigt wird.

Unter diesen Annahmen verhält man folgenden Pol-Ansatz :

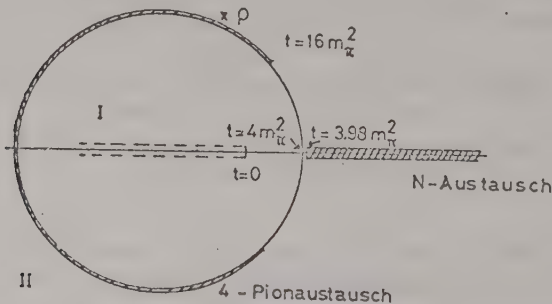
$$G(t) = \sum_i \frac{a_i}{t_i - t} \quad (t \leq 0) \quad t_i = m_i^2 \quad (\text{A 5.2})$$

$$\text{Im}G(t) = \pi \sum_i a_i \delta(t - t_i) \quad t = -q^2$$

Dieser Ansatz entspricht dem Austausch von Vektormesonen ($J^{PC} = 1^{--}$) der Masse $m_i = \sqrt{t_i}$ im t -Kanal. Dem Dipolfit kann man in dieser Darstellung die Spektralfunktion $\text{Im}G(t) = \pi t_D^2 \delta(t - t_D)$ zuordnen.

Durch diesen Pol-Ansatz erhält man besonders im Bereich der Schwelle keine detaillierte Aussage über die Spektralfunktion. Deshalb muß man eine andere Form der analytischen Fortsetzung wählen und benutzt hierzu die Technik der konformen Abbildung (LeVP 64, Löv 68, Pie 72), indem man die Schnittebene in das Innere eines Einheits-Kreises transformiert.

Z-Ebene



Singularitäten von G_V in der z -Ebene. Das Innere des Kreises (I) entspricht dem ersten Blatt der t -Ebene und die Fläche außerhalb des Kreises (II) entspricht dem zweiten Blatt.

Die Transformationsformel lautet :

$$Z = \frac{\alpha - \sqrt{t_i - t}}{\alpha + \sqrt{t_i - t}} \quad (\text{A } 5.3)$$

Der freie Parameter α legt den Ursprung von Z fest (typische Größe $\alpha = 9 \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2}$). Die Funktion $G(z)$ ist innerhalb des Einheitskreises analytisch. Die transformierten Daten können durch ein Polynom beschrieben werden, woraus man direkt die Spektralfunktion erhält. Die Funktion $G(z)$ muß folgende Bedingungen erfüllen :

$$\text{a) } G(Z) \sim t^{-2} \text{ für } |t| \rightarrow \infty$$

$$\text{b) } G(t = 0) = 1$$

$$\text{c) } \left. \frac{G(Z)}{dZ} \right|_{Z=1} = 0 \text{ (P-Wellenverhalten an der Schwelle)}$$

Für den isovektoriellen Formfaktor war eine solche Beschreibung notwendig, da der ρ -Peak wegen seiner relativ großen Breite ($\Gamma_\rho = 135 \text{ MeV}$) nicht mehr durch eine δ -Funktion approximiert werden kann und Beiträge von nicht-resonanten Zwei-Pion-Zuständen zur Beschreibung der Formfaktoren notwendig sind. Eine Beschreibung des isovektoriellen Formfaktors unter Einschluß der Breite des Peaks ($m_\rho, -i \Gamma/2$)², ist durch den folgenden Ansatz möglich (Pie p) :

$$G_V(Z) = \frac{(1+Z)^4}{(Z-Z_\rho)(Z-Z_\rho^*)} \left\{ A + (Z-Z_0) \sum_{n=0}^N C_n Z^n \right\} \quad (\text{A.5.4})$$

$$Z_0 = Z(t = 0)$$

$$Z_\rho = Z(t = (m_\rho - i \Gamma/2)^2)$$

$$A = \frac{(Z_0 - Z_\rho)(Z_0 - Z_\rho^*)}{(1+Z_0)^4}$$

$G_V(Z)$ enthält eine Verteilung des ρ -Peaks ($m_\rho = 765 \text{ MeV}$, $\Gamma = 135 \text{ MeV}$) und erfüllt die Bedingung a) und b). Der nicht-resonante Teil wird durch das Poly-

nom von Z mit dem freien Parameter C_n bestimmt. Um die Konvergenz zu gewährleisten, dürfen die Koeffizienten keine beliebigen Werte annehmen. Diese Bedingung wird durch einen Zusatz-Term in der χ^2 -Funktion erreicht:

$$\chi^2 + \phi; \phi = \lambda \sum_{n=1}^M C_n^2 n^3; (\lambda \text{ s. Pie 72 a; Anzahl der freien Parameter } M \sim 5). \text{ Um}$$

das P-Wellenverhalten unter Einschluß des Polynoms in Z zu gewährleisten, kann die Bedingung C ebenfalls durch einen Zusatz-Term in der χ^2 -Funktion berücksichtigt werden.

$$\chi^2 + \phi + \Theta$$

$$\Theta = \left(\sum_{n=1}^M C_n - \frac{AB}{1-Z_0} + \left(\frac{1}{1-Z_0} - B \right) \sum_{n=0}^M C_n \right)^2 \lambda$$

$$B = \frac{\text{Real}(Z_p) - |Z_p|^2}{|1-Z_p|^2}$$

Rechnungen von Höhler et al. (HöHP 75, HöH 76, HöHP 76) haben ergeben, daß der nicht-resonante Zwei-Pion-Zustand eine logarithmische Singularität in der Nähe der Schwelle ergibt. Um diesem Verhalten der Spektralfunktion besser gerecht zu werden, wurde folgender Term zu $G_V(Z)$ addiert

$$G_{V_2}(Z) = D(1-Z)^2(1+Z)^6(Z-Z_0)\ln(Z-Z_0) \quad (\text{A.5.5})$$

Aus den Anpassungsrechnungen ergab sich ein Wert von $D \approx 0.005$. Dieser zusätzliche Anteil erfüllt folgende Bedingungen :

$$G_{V_2}(Z) \rightarrow 0 \quad \text{für } t = 0$$

$$G_{V_2}(Z) \sim t^{-3} \quad \text{für } t \rightarrow \infty$$

Mit diesen Ansätzen für die Spektralfunktion im Bereich der Schwelle und des ρ -Peaks wurde die Extrapolation vom raumartigen in den zeitartigen Bereich des Viererimpulsübertrages vorgenommen.

Literaturverzeichnis

- Adl 68 R.J.Adler, Phys.Rev.169 (1968) 1192
- AkeK 64 C.V.Akerlof et al., Phys.Rev. 135 B (1964) 810
- Alb 68 W.Albrecht et al., Phys.Lett. 26 B (1968) 1357
- AndB 66 R.L.Anderson et al., Phys.Rev.Lett. 17 (1966) 467
- AreM 74 H.Arenhövel und H.G.Miller, Z.Physik 266 (1974) 13
- Are p H.Arenhövel, private Mitteilung
- ArnC 75 R.G.Arnold et al., Phys.Rev.Lett. 35 (1974) 776
- Atw 75 W.B.Atwood, SLAC-Report Nr. 185 (1975)
- BarB 73 W.Bartel et al., Nucl.Phys.B 58 (1973) 429
- BenD 64 D.Benaksas et al., Phys.Rev.Lett. 13 (1964) 353
- BenD 66 D.Benaksas et al., Phys.Rev. 148 (1966) 1327
- BenS 74 P.Benz und P.Söding, Phys.Lett. 52 B (1974) 367
- BerB 71 Ch.Berger et al., Phys.Lett. 35 B (1971) 87
- BerB 73 R.W.Berard et al., Phys.Lett.47 B (1973) 355
- BerS 61 S.Bergia et al., Phys.Lett.6 (1961) 367
- BizB 65 J.C.Bizot et al., Phys.Rev.140 (1965) B 1387
- Blaz 74 S.Blatnik und N.Zovko, Acta Phys.Austria 39 (1974) 62
- Bor 73 F.Borkowski, Diplomarbeit, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz 1973
- Bor 77 F.Borkowski, Dissertation, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz 1977
- BorP 74 F.Borkowski, P.Peuser, G.G.Simon, V.H.Walther, R.D.Wendling, Nucl.Phys.A 222 (1974) 269
- BorS 75 F.Borkowski, G.G.Simon, V.H.Walther, R.D.Wendling, Nucl.Phys.B 93 (1975) 461
- BorS 75 a F.Borkowski, G.G.Simon, V.H.Walther, R.D.Wendling, Z.Physik A 275 (1975) 29
- BouB 68 B.Bouquet et al., Phys.Lett. 26 B (1968) 178
- BraB 74 H.Braun et al., Phys.Rev.Lett. 23 (1974) 312
- BraH 67 D.Braess et al., Z.f.Physik 198 (1967) 527

- BroL 65 A.Browman et al., Phys.Rev. 139 (1965) B 1079
 BryS 69 R.Bryan und B.L.Scott, Phys.Rev. 177 (1969) 1435
 BudA 68 R.J.Budnitz et al., Phys.Rev.173 (1968) 1357
 BumB 70 F.A.Bumiller et al., Phys.Rev.Lett. 25 (1970) 1774
 CasG 67 B.M.Casper und F.Gross, Phys.Rev. 155 (1967) 1607
 CheK 58 G.F.Chew et al., Phys.Rev. 110 (1958) 265
 ColM 73 M.Colocci et al., Phys.Lett. 45 (1973) 224
 DreB p D.Drechsel und E.Borie, private Mitteilung
 DriH 62 D.Drickey und L.N.Hand, Phys.Rev. 9 (1962) 521
 Dud 65 B.Dudelzak, Thèse Université de Paris, 1965
 DumS 77 O.Dumbrajs und M.Staszel, Z.Phys.A 280 (1977) 383
 Dur 59 L.Durand, Phys.Rev. 115 (1959) 1020
 EhrA 72 H.Ehrenberg et al., Nucl.Instr. & Meth. 105 (1972) 253
 Els 77 G.Elsner, Diplomarbeit, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz 1977
 EmmK 74 M.J.Emms et al., Phys.Lett. 52 B (1974) 372
 Eri 71 G.W.Erickson, Phys.Rev.Lett. 27 (1971) 780
 Fab 75 W.Fabian, Dissertation, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz 1975
 FabA 76 W.Fabian und H.Arenhövel, Nucl.Phys.A 258 (1976) 461
 W.Fabian und H.Arenhövel, Phys.Rev.Lett. 37 (1976) 550
 FedG 58 P.Federbusch et al., Phys.Rev. 112 (1958) 624
 FlaK 63 D.Flamm und W.Kummer, Nuov.Cim. 28 (1963) 33
 Fra 73 V.Franko, Phys.Rev. D 8 (1973) 826
 FraF 60 W.R.Frazer und J.R.Fulco, Phys.Rev.Lett.2 (1959) 365
 W.R.Frazer und J.R.Fulco, Phys.Rev. 117 (1960) 1603
 FrêB 66 D.Frèrejaque et al., Phys.Rev. 141 (1966), 1308
 GanG 72 D.Ganichot et al., Nucl.Phys.A 178 (1972) 545
 GarH 73 M. Gari und A.H.Huffman, Phys.Rev. C 7 (1973) 994

HanD 73 K.M.Hanson et al., Phys.Rev. D 8 (1973) 753
 HanM 63 L.N.Hand et al., Rev.Mod.Phys. 35 (1963) 335
 HocR 73 J.Hockert et al., Nucl.Phys.A 217 (1973) 14
 HöhS 76 G.Höhler, J.Sabba-Stefanescu, F.Borkowski, G.G.Simon,
 V.H.Walther, R.D.Wendling, Karlsruhe-Mainz, Report 1976
 Höh p G.Höhler, private Mitteilung
 Höh 76 G.Höhler, Lecture Notes in Phys. 56 (1976) 159
 G.Höhler, Preprint TKP 76/10, 1976
 HöhP 76 G.Höhler, E.Pietarinen, F.Borkowski, G.G.Simon,
 V.H.Walther, R.D.Wendling, Nucl.Phys.B 95 (1975) 210
 HöhP 76 G.Höhler et al., Nucl.Phys. B 114 (1976) 505
 HofB 58 R.Hofstadter et al., Rev.Mod.Phys. 30 (1958) 482
 HorH 74 C.P.Horne et al., Phys.Rev.Lett. 33 (1974) 380
 HugZ 76 R.J.Hughes et al., Nucl.Phys.A 267 (1976) 329
 JanH 66 T.Janssens et al., Phys.Rev. 142 (1966) 922
 Jan 56 V.Z.Jankus, Phys.Rev. 102 (1956) 1586
 KatB 67 L.Katz et al., Can.J.Phys.45 (1967) 3721
 KatR 68 L.Katz et al., Phys.Lett. 28 B (1968) 114
 KenF 61 H.W.Kendall et al., Phys.Rev. 124 (1961) 1596
 KirB 73 P.N.Kirk et al., Phys.Rev. D 8 (1973) 63
 KoeN 76 L.Koester et al., Phys.Rev.Lett. 36 (1976) 1021
 KroR 66 V.E.Krohn und G.R.Ringo, Phys.Rev. 148 (1966) 1303
 KroR 73 V.E.Krohn und G.R.Ringo, Phys.Rev. D 8 (1973) 1305
 Lan 44 L.Landau, J.Phys. (USSR) 8 (1944) 201
 LehT 62 P.Lehmann et al., Phys.Rev. 126 (1962) 1183
 LevP 62 J.S.Levinger und R.F.Peierls, Phys.Rev. 134 (1964) 1341

- LitB 70 J.Litt et al., Phys.Lett. 31 B (1970) 40
 LocF 75 J.A.Lock und L.L.Foldy, Ann.Phys.(N.Y.) 93 (1975) 276
 Lov 68 C.Lovelace, Phys.Lett. 28 B (1968) 264
 LymH 51 E.M.Lyman et al., Phys.Rev. 84 (1951) 626
 MarB 68 J.Mar et al., Phys.Rev.Lett. 21 (1968) 482
 Mat 61 P.T.Matthews, Aix-en-Provence Conf.Rep. CEN Saclay 2 (1961) 87
 MeiY 63 N.T.Meister und D.R.Yennie, Phys.Rev. 130 (1963) 1210
 Mer 76 K.Merle, Dissertation, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz, 1976
 MicG 41 Michels, Landolt-Börnstein, Band II, 6.Aufl., 69 (1971)
 Mie 76 H.Mießen, Diplomarbeit, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz 1976
 Miy 51 H.Miyazawa, Programm of Theoret.Phys.VI (1951) 801
 MosR 69 B.Mosconi und P.Ricci, Nuov.Cim. A 23 (1974) 401
 MoT 69 L.W.Mo und Y.S.Tsai, Rev.Mod.Phys.41 (1969) 205
 MurS 74 J.J.Murphy et al., Phys.Rev. C 9 (1974) 2125
 Noy 72 H.P.Noyes, Ann.Rev.Nucl.Sci. 22 (1972) 465
 Par 64 F.Partovi, Ann.Phys. 27 (1964) 79
 PetB 62 G.A.Peterson und W.C.Barber, Phys.Rev. 128 (1962) 812
 Peu 73 P.Peuser, Diplomarbeit, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz 1973
 Pie p E.Pietarinen, private Mitteilung
 Pie 72 E.Pietarinen, Nuov.Cim. 12 A (1972) 512
 Pie 72 a E.Pietarinen, Nuov.Phys.B 49 (1972) 315
 PriD 71 L.E.Price et al., Phys.Rev. D 4 (1971) 45
 PreD 76 B.M.Preedom et al., Phys.Lett. 65 B (1976) 31
 RanF 67 R.E.Rand et al., Phys.Rev.Lett. 18 (1967) 469
 RanY 73 R.E.Rand et al., Phys.Rev. D 8 (1973) 3229
 Rei 68 R.V.Reid, Ann.Phys.(N.Y.) 50 (1968) 411
 ReiV 72 R.V.Reid und M.L.Vaida, Phys.Rev.Lett. 29 (1972) 494

- GasT G.R.Burleson und H.W.Kendall, Nucl.Phys.19 (1960) 68
 W.C.Barber et al., Nucl.Phys. 41 (1963) 461
 H.Collard et al., Phys.Rev. 138 (1965) B 57
 R.P.Singhal et al., Nucl.Instr. & Meth. 73 (1969) 237
 L.W.Fagg et al., Nucl.Instr. & Meth. 77 (1970) 136
 W.Schütz und H.Frank, Z.Physik 243 (1971) 132
 K.H.Schmidt, Diplomarbeit, Darmstadt 1971
 D.V.Webb et al., Nucl.Instr. & Meth. 120 (1974) 356
 D.M.Skopik et al., Phys.Rev. C 9 (1974) 531
 J.M.Finn, Thesis, Washington D.C., 1975
 D.Bender, Diplomarbeit, Darmstadt 1976
 W.v.Witsch und J.G.Willaschak, Nucl.Instr.& Meth. 138 (1976) 13
- GioG 65 G.V.Giorgio et al., Nuov.Cim. 39 (1965) 474
- Gol 73 M.Goldhaber, Proc.Int.Conf.on Nuclear Structure, München 1973
- GolS 63 J.Goldenberg und C.Scharf, Phys.Lett. 20 (1963) 193
- GoiB 70 M.Goitein et al., Phys.Rev. D 1 (1970) 2449
- Gou 61 M.Gourdin, Nuov.Cim. 21 (1961) 1094
- Gou 63 M.Gourdin, Nuov.Cim. 28 (1963) 533
 M.Gourdin, Nuov.Cim. 32 (1964) 493
- Gou 66 M.Gourdin, Diffusion des électrons de hautes energies,
 Paris, Masson, 1966
- Gou 74 M.Gourdin, Phys.Reports 11 (1974) 29
- GouM 62 M.Gourdin, A.Martin, CERN-Report 4804 (1962)
- Gre 68 G.K.Greenhut, Thesis, School of Cornell University, 1968
- Gro 66 F.Gross, Phys.Rev. 142 (1966) 1025
- GroD 66 B.Grossetete et al., Phys.Rev. 141 (1966) 1425
- GunB p A.von Gunten und D.Bender, private Mitteilung
- HamJ 62 T.Hamada und J.D.Johnston, Nucl.Phys.34 (1962) 382

- Reu 76 W.Reuter, Diplomarbeit, Inst.f.Kernphysik, Mainz 1976
 RicC 68 G.Ricco et al., Nucl.Phys. A 114 (1968) 685
 RicD 70 G.Ricco et al., Phys.Rev. C 1 (1970) 391
 RisB 72 D.O.Riska und G.E.Brown, Phys.Lett. 38 B (1972) 193
 Ros 50 M.N.Rosenbluth, Phys.Rev. 79 (1950) 615
 Sac 62 R.G.Sachs, Phys.Rev. 126 (1962) 2256
 Sch 49 J.Schwinger, Phys.Rev. 76 (1949) 760
 Sch 77 Ch.Schmitt, Diplomarbeit, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz 1977
 SchB 72 C.R.Schuhmacher und Bethe, (LN-180, Rev) Cornell-University 1972
 Sim 73 G.G.Simon, Diplomarbeit, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz 1973
 SimB 76 G.G.Simon et al., Phys.Rev.Lett. 37 (1976) 739
 Ste 71 G.Stephan, Diplomarbeit, Inst.f.Kernphysik, Univ. Mainz 1971
 SteB 66 P.Stein et al., Phys.Rev.Lett. 16 (1966) 592
 Sto 73 H.M.Stolz, Dissertation, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz 1973
 TheS 74 H.Theissen und W.Schütz, Z.Phys. 266 (1974) 33
 Tsa 61 Y.S.Tsai, Phys.Rev. 122 (1961) 1898
 Tsa 71 Y.S.Tsai, SLAC-Pub-848, Jan. 1971
 UedG 68 T.Ueda und A.E.S.Green, Phys.Rev. 174 (1968) 1304
 Vil 47 F.Villars, Helv.Phys.Acta 20 (1947) 476
 Wal 68 V.H.Walther, Habilitationsschrift, Inst.f.Kernphysik, Univ.Mainz
 YeaH 64 M.Yearian und D.Hughes, Phys.Lett. 10 (1964) 234
 YouP 62 D.Yount und J.Pine, Phys.Rev. 128 (1962) 1842

Lebenslauf

Georg Gerold Simon, geboren am 5.2.1944 in Sörrenloch bei Mainz.

1965 Abitur am Staatlichen Gymnasium in Alzey und Beginn des Physik-Studiums an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz. Nach dem ersten Semester wurde das Studium zur Ableistung des Wehrdienstes unterbrochen und 1967 wieder in Mainz fortgesetzt.

1969 Vordiplom und 1973 Diplom in Physik. Thema der Arbeit : Neuere Messungen zur Elektron-Proton-Streuung.

Während der Zeit zur Anfertigung der Promotionsarbeit wurde ein Stipendium der Studienstiftung des Deutschen Volkes gewährt.

